AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Erstes Heft Zweiter Jahrgang Januar 1937

Die physiologische Wertung von Erschütterungsmessungen

Von F. I. Meister, Berlin

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Mit 6 Abbildungen

In einigen Zweigen der Technischen Physik hat sich in den letzten Jahren das Bedürfnis nach einer physiologischen Wertung objektiv gemessener Größen eingestellt. Vor allem in der Optik und Akustik, wo Sinneswahrnehmungen mit entsprechenden objektiven Messungen parallellaufen, entstand bei Bewertung der Größe der Meßzahl nach ihrem physiologischen Eindruck die Frage nach den Beziehungen zwischen den Meßzahlen und dem jeweiligen Sinneseindruck.

Zweckmäßig hat man dabei zunächst untersucht, bei welcher gewählten physikalischen Meßgröße diese Beziehungen besonders einfach werden. Untersuchungen dieser Art sind notwendig zur Schaffung einer Grundlage für die meßtechnische Erfassung von Störungen mannigfacher Art. Hierher gehören Störungen durch zu starkes oder falsches Licht, durch zu laute oder in ihrem Klang häßlich wirkende Geräusche und durch zu starke oder durch ihre Frequenzzusammensetzung unangenehme Erschütterungen.

Die Untersuchung und damit mittelbar auch Beseitigung derartiger Störungen erfordert Meßgeräte, die auf physiologischer Basis arbeiten, die also in ihrem Ausgangsmeßwert die vorher erwähnten Beziehungen zwischen physiologischer und objektiv-physikalischer Wertigkeit der zu messenden Größe berücksichtigt haben. Sie geben also Sinneseindrücke in Zahlenwerten wieder und stellen daher, wenn der Vergleich gestattet ist, Sinnesorgane ohne die individuellen Eigentümlichkeiten und differentiierte Aufnahmefähigkeit ihrer organischen Originale dar. Sie werden bisher nur in der Optik und Akustik angewandt.

Bei den optischen Geräten wird die verschiedene Empfindlichkeit des Auges für die einzelnen Farben entweder durch die Wahl geeigneter lichtempfindlicher Emulsionen oder bei Photozellen durch Anwendung mehrerer unterschiedlich farbempfindlicher Schichten nachgebildet, um auf diese Weise einen natürlichen, d. h. dem Auge angepaßten Eindruck des aufgenommenen Bildes zu erzielen.

In der Akustik hat man im letzten Jahrzehnt eingehende Versuche über die Schwellenwerte des Ohres bei den verschiedenen Tonfrequenzen und über die Stärke und Art einer Tonempfindung durchgeführt. Auf Grund dieser Arbeiten wurde die Einheit der Lautstärke, das Phon, definiert und entsprechende Lautstärkemesser entwickelt, die unmittelbar in den neuen Einheiten anzeigen. Diese Geräte werden bei der Lärmbekämpfung wertvolle Dienste leisten.

Einen ähnlichen Weg wird man auch bei der Messung und physiologischen Wertung von Verkehrserschütterungen einschlagen. Hier sind allerdings die Bedingungen, unter denen Erschütterungen auf den Menschen einwirken, häufig recht verschieden und damit auch der Einfluß der Störung auf den Menschen. So ist z. B. die Art der Störung und der Einfluß auf den Menschen bei Schwingungen von Schiffen infolge Seeganges grundsätzlich verschieden von der Art der Störungen wie sie in Kraftwerken infolge Maschinenschwingungen auftreten. In Kraftfahrzeugen sind diese Störungsarten häufig nebeneinander zu finden; dazu kommen hier noch die recht unangenehm empfundenen stoßartigen Erschütterungen.

Die medizinischen Probleme dieses ganzen Fragengebietes sollen hier nicht weiter be-

handelt werden. Zu diesen gehört vor allem die Lokalisierung der Empfindung der Störung bei verschiedenen Frequenzen, ferner die Feststellung auftretender Schädigungen. Untersuchungen hierüber sind von Physiologen mehrfach bei tieffrequenten Bewegungen, insbesondere Drehbewegungen [1]), durchgeführt worden, ohne eine restlose Klärung des Vorganges der Bewegungsempfindung beim Menschen bringen zu können. Nach der MACH-BREUER-BROWNschen Theorie [1]) nimmt man an, daß die Anfangsreize durch Endolymphströmungen in den perischen Bogengängen verursacht werden. Eine Strömung der Endolymphe ist jedoch nicht einwandfrei als Reizvermittler nachgewiesen. MACH spricht daher nur dem Druck des Bogeninhaltes auf dessen Wandungen eine Reizvermittlung zu. Neuerdings werden die Drucke der sog. Otolith-Organe auf die Wandungen der Bogengänge für die Beschleunigungsempfindung verantwortlich gemacht. Sicher ist jedoch erwiesen, daß im Vestibularapparat eine statische Sinneswahrnehmung stattfindet [1]). Beschleunigungen bzw. Beschleunigungsänderungen wirken auch auf sämtliche beweglichen Teile des Organismus ein; ihre Lageverschiebung und der hierdurch bedingte Druckanstieg in den Gefäßen des Körpers löst entsprechende Nervenreize aus [1]). Die Vibrationsempfindung scheint im wesentlichen durch die Hautsinne vermittelt zu werden [3]).

Die in der Arbeit aufgeworfenen Fragen und gezeigten Untersuchungen sind allgemeiner Art. Sie zeigen Beziehungen zwischen der gefühlsmäßigen Wertung einer Schwingungsbewegung und den technisch-physikalischen Meßgrößen. Auf die Empfindung von Drehbewegungen soll nicht näher eingegangen werden, da diese Schwingungsformen bei Erschütterungen von untergeordneter Bedeutung sind bzw. durch Überlagerung rechtwinkligachsialer Bewegungskomponenten dargestellt werden können.

In Fachkreisen ist man seit längerer Zeit bemüht, ein Maß für die Stärke des Störungsgrades einer Erschütterung festzulegen. THEIN [2]) schlug vor, den Ausdruck $a^2 n^2$, also das Quadrat der Schwingungsgeschwindigkeit zu wählen. Ein Vorschlag RISCHS [2]) bzw. ZELLERS [2]) berücksichtigt die Schwingungsleistung $K \cdot a^2 \cdot n^3$ bzw. den Quotienten aus dem Quadrat der Beschleunigung und der Frequenz. LANGER [2]) und THOME [2]) setzen als Erschütterungsgrad den Beschleunigungsstoß Bm (cm/s^2), der mit der Häufigkeit 3 (z. B. in einem Fahrzeug) auftritt *).

Welcher dieser Vorschläge Aussicht auf Brauchbarkeit und größerer Allgemeingültigkeit für die Beurteilung der Beeinflussung des menschlichen Körpers hat, läßt sich nur durch Messungen am Menschen feststellen. Hierdurch ist erst die Frage zu entscheiden, ob man bei der Beurteilung einer Erschütterungsstörung etwa die Schwingungsweite, die Schwingungsgeschwindigkeit, die Beschleunigung, die Schwingungsenergie oder die Leistung oder auch den Ruck als Maß der Störempfindung wählt. Daneben wird man Wert darauf zu legen haben, solche Schwingungsgrößen zu wählen, die sich elektrisch oder mechanisch bequem messen lassen. Für die mechanische Schwingungsleistung ist dies z. B. nicht ohne weiteres der Fall.

Untersuchungen über die Erschütterungsempfindung wurden bisher fast ausschließlich für Vibrationsempfindungen durchgeführt. Hier sind Arbeiten von DIGBY und SANKEY, KATZ und NOLD, KNUDSEN, FREY, KAMPIK, GAULT, HUGONY und SETZEPFAND zu nennen [3]). Im Gebiet sehr tieffrequenter Schwingungen liegen einige Erfahrungen durch Untersuchungen über das Auftreten von Seekrankheit [4]) vor. In beiden Forschungsgebieten fehlten jedoch systematische Schwellenwertuntersuchungen. Es wurden hier, wie auch für das Gebiet der Verkehrserschütterungen, nur einzelne Meßwerte der Schwingungsweite, der Schwingungsgeschwindigkeit oder Beschleunigung, die unangenehm bzw. gerade spürbar empfunden wurden, angegeben (z. B. von MACH, EASON, MALLOCK, HALL, HORT, BERGER und GEIGER). Zusammenfassend hat hierüber ZELLER be-

*) Der Vorschlag LANGERS war für Fahrzeugschwingungen und der Vorschlag THEINS für Gebäudeschwingungen gedacht.

richtet [5]). Umfassendere Schwellwertuntersuchungen im Frequenzbereich der Verkehrserschütterungen wurden von REIHER und MEISTER durchgeführt und von MEISTER bis in den Bereich tiefer Frequenzen erweitert [6]). Von ersteren wurden 15 ungleichartige Versuchspersonen mit sinusförmigen und stoßartigen Erschütterungen beansprucht, wobei die Aussagen der untersuchten Personen sich in eine sechsstufige Empfindlichkeitsskala folgender Art einordnen ließen:

o nicht spürbar,
Ia gerade spürbar,
Ib gut spürbar,
Ic stark spürbar, lästig,
IIa unangenehm,
IIb außerordentlich unangenehm.

Die Abb. 1 zeigt die Grenzwerte der sechs Empfindungsstufen für fünf verschiedenartige Beanspruchungen des Körpers. Alle Punkte des Körpers wurden einer gleichsinnigen und gleichgroßen sinusförmigen Bewegung unterworfen, und zwar mit horizontalen und vertikalen Schwingungen in Richtung und senkrecht zur Körperachse bei stehenden und liegenden Menschen. In dem Diagramm sind abhängig von der Frequenz die jeweiligen Bewegungsamplituden, die der Mensch ertragen mußte, aufgetragen. Jede der gezeichneten Linien stellt eine Kurve gleicher Empfindungsstärke dar. Die verschiedenen Beanspruchungsarten sind durch entsprechend gestrichelte Linien hervorgehoben. Die einzelnen Empfindungsgebiete werden in der Abbildung durch die Bezeichnung Ia bis IIb gekennzeichnet.

Für die fünf Beanspruchungsarten verschieben sich Grenzlinien der Empfindungsgebiete, denn der Mensch ist in den verschiedenen Körperlagen gegen Schwingungen unterschiedlich empfindlich. Die Schwellenwerte behalten aber von geringfügigen Ausnahmen abgesehen ihre charakteristische Abhängigkeit von Frequenz und Schwingungsweite bei.

Verschiebungen der Empfindungsgrenzen treten auch infolge besonderer Empfindlichkeit oder Unempfindlichkeit einzelner untersuchter Personen auf, wobei im allgemeinen

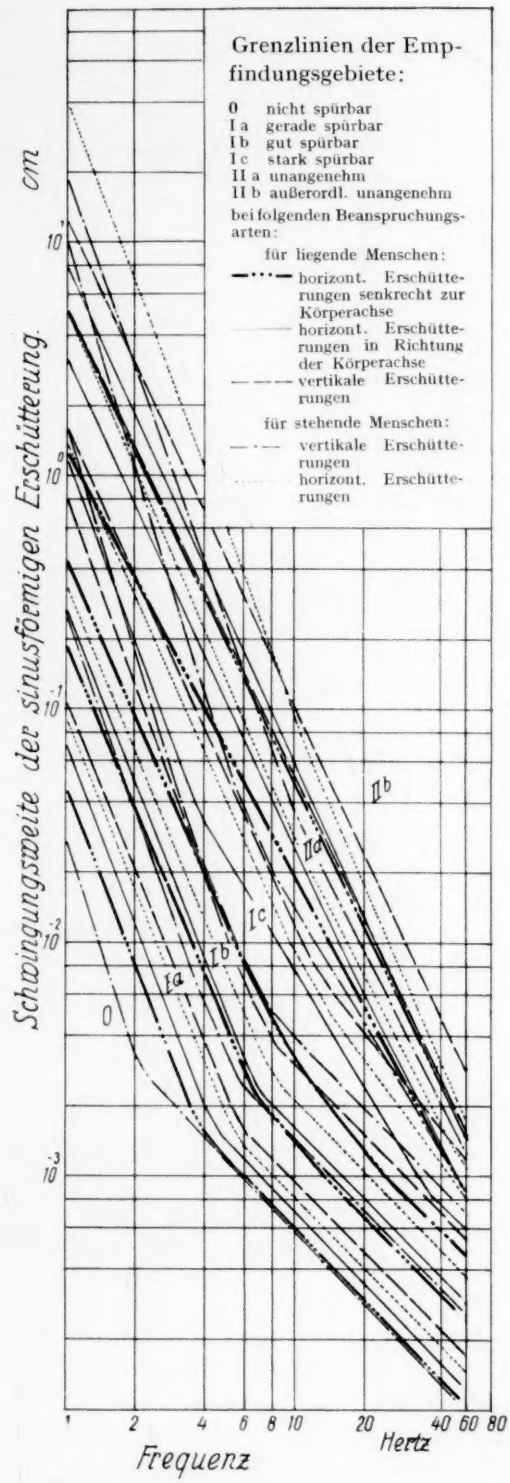

Abb. 1. Grenzen verschiedener Empfindungsgebiete bei Erschütterungsbeanspruchung des Menschen

die charakteristische Gesetzmäßigkeit im Verlauf der Linien erhalten bleibt. Grundsätzlich geändert werden die Zusammenhänge bei Anpassung der Sinnesorgane an die Störfrequenzen [1]). So sind z. B. Seeleute gegen tieffrequente Schwingungen wesentlich unempfindlicher als Menschen des Festlandes. Auch bei Zugpersonal (Lokomotivbesatzung) und

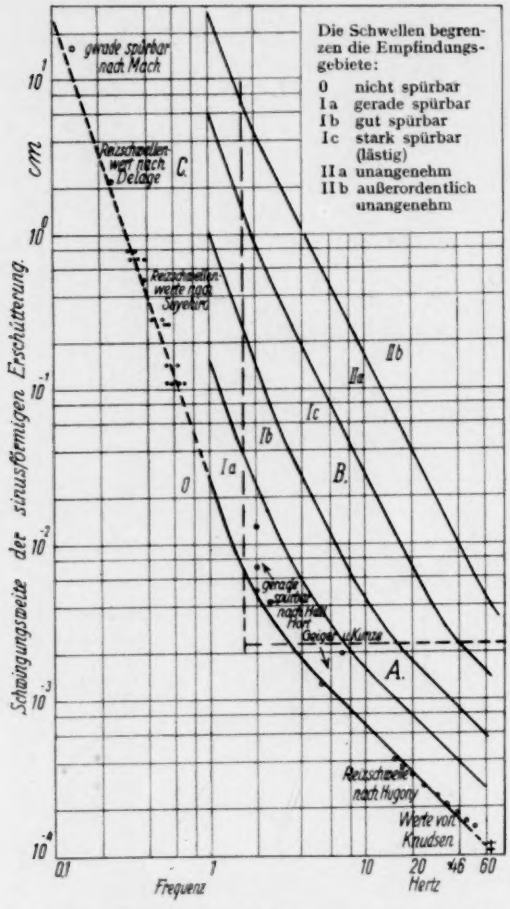

Abb. 2. Gemittelte Grenzlinien aus 5 verschiedenen Beanspruchungen stehender und liegender Menschen

bei Autofahrern paßt sich der Körper auf die Dauer den Störungen an und empfindet diese dann weniger stark. Es verschiebt sich in diesem Falle nicht nur die Grenze des Unerträglichen nach größeren Werten, sondern auch die Reizschwelle. Die Verschiebung der Unerträglichkeitsgrenze kann dabei recht beträchtlich sein, wobei jedoch nicht gesagt ist, daß diese Verschiebung ohne jede Störung im Organismus vonstatten geht. Die in der Abb. 1 gezeigten Kurven gelten für möglichst geringe Anpassung.

Aus den 25 Linien gleicher Empfindungsstärke der Abb. 1, von denen je 5 für eine der erwähnten Beanspruchungsarten gelten, sind Mittelwerte gebildet und in der Abb. 2 dargestellt (die 5 ausgezogenen Kurven). Die Reizschwelle ist über das untersuchte Frequenzgebiet hinaus verlängert, um die Übereinstimmung der Schwellwerte mit den gemessenen Zahlenwerten DELAGES [1]), MACHS [1]), SUYEHIROS [7]), HUGONYS [3]) und KNUDSENS zu zeigen. Auch Werte von HALL [8]), HORT [8]), GEIGER [8]) und KUNZE [1]), die in der Nähe der Reizschwelle liegen, wurden als kleine Kreise eingezeichnet. Die Frequenz- und Amplitudenwerte der Messungen von KUNZE und von DELAGE wurden aus den Versuchsangaben und aus den gemessenen Beschleunigungen errechnet.

Über die Gesetze der Abhängigkeit*) der Empfindungsstärke von den Schwingungsgrößen ist in einer früheren Arbeit des Verfassers [6]) bereits berichtet worden. Diese Ausführungen sollen hier mit Rücksicht auf anderweitig gemachte Erfahrungen erweitert werden.

Je nach der Neigung der Grenzlinien lassen sich drei Gebiete unterscheiden. Im Gebiet A (s. Abb. 2) findet man ungenähert die Schwingungsgeschwindigkeit bzw. deren Quadrat, also die Energie, als charakteristischen Kennwert für die Stärke der Empfindung. Es ist dies der Bereich der Vibrationsempfindung, bei der die einzelnen Schwingungen, sofern keine Hör-

*) Allgemein läßt sich die Abhängigkeit einer Linie gleicher Empfindungsstärke von den Schwingungsgrößen durch die Gleichung $I = a \cdot n^k$ ausdrücken. I bedeutet die konstante jeweilige Empfindungsstärke, a die Schwingungsweite und n die Frequenz. Für den Frequenzbereich der allgemeinen Erschütterungen schwankt der Beiwert k zwischen den Werten $k = 1$ bis $k = 3$. Für Frequenzen über 100 Hz wird k vermutlich kleiner als 1, wenn für die Erschütterungsempfindung in diesem Frequenzgebiet ähnliche Zusammenhänge bestehen, wie sie die Schwellenlinien für die Tastempfindung nach HUGONY [3]) aufweisen.

empfindung vorliegt, nicht oder nur schwer voneinander unterschieden werden können. Im Gebiet *B* wird die Beschleunigung maßgebend, hier kann man jede Schwingung getrennt wahrnehmen, während für den Bereich *C* der Ruck, also der dritte Differentialquotient des Weges nach der Zeit ausschlaggebend erscheint. Im letzteren Bereich sind die Vorgänge innerhalb einer einzelnen Schwingung für den gefühlsmäßigen Eindruck stark maßgebend.

Wie bereits früher [6]) schon auseinandergesetzt, erscheinen mit wachsender Schwingungsweite und abnehmender Frequenz mehr und mehr höhere Differentialquotienten des Weges nach der Zeit von stärkerem Einfluß auf die Empfindung zu sein. Zweifellos läuft dieser Vorgang parallel mit der Anpassung des Körpers an den jeweilig vorangegangenen Bewegungsvorgang. So empfindet der Mensch bekanntlich auch eine gleichförmige Beschleunigung nur beim Einsatz und am Ende besonders stark (MACH [1]). Infolge der Anpassungsfähigkeit des Körpers machen sich bei wachsender Schwingungsweite zeitliche Änderungen des Schwingungsvorganges stärker bemerkbar; bei wachsenderFrequenz entsprechend stärkeren Änderungen der Schwingungsweite. Hierdurch werden die Abweichungen im Verlauf der Unerträglichkeitsgrenze, von denen eingangs gesprochen wurde, mit bedingt. Hierher gehört auch das unterschiedliche Einsetzen von Seekrankheit auf den Schiffen.

In der Abb. 3 sind der Deutlichkeit halber der Schwingungsweg und die drei Differentialquotienten des Weges nach der Zeit (Geschwindigkeit, Beschleunigung und Ruck) sowohl für die Reizschwelle wie auch für die Grenze des Unerträglichen noch einmal gesondert herausgezeichnet. Die Frequenzabhängigkeit einer Linie gleicher Empfindungsstärke ist für jede der drei Schwingungsgrößen eine andere. Für die Reizschwelle ist die Geschwindigkeit bis zu 3 Hz herunter konstant, dann wird mit kurzem Übergang über die Beschleunigung der Ruck zu einer Konstanten. Für die Unerträglichkeitsgrenze erscheint bis 3 Hz herunter die Beschleunigung ein Festwert zu sein, von da ab wird für tiefere Frequenzen wahrscheinlich die Größe des Ruckes für die Empfindungsgrenze kennzeichnend.

Übereinstimmend mit diesen Meßergebnissen glaubt MELCHIOR [9]) nach älteren Untersuchun-

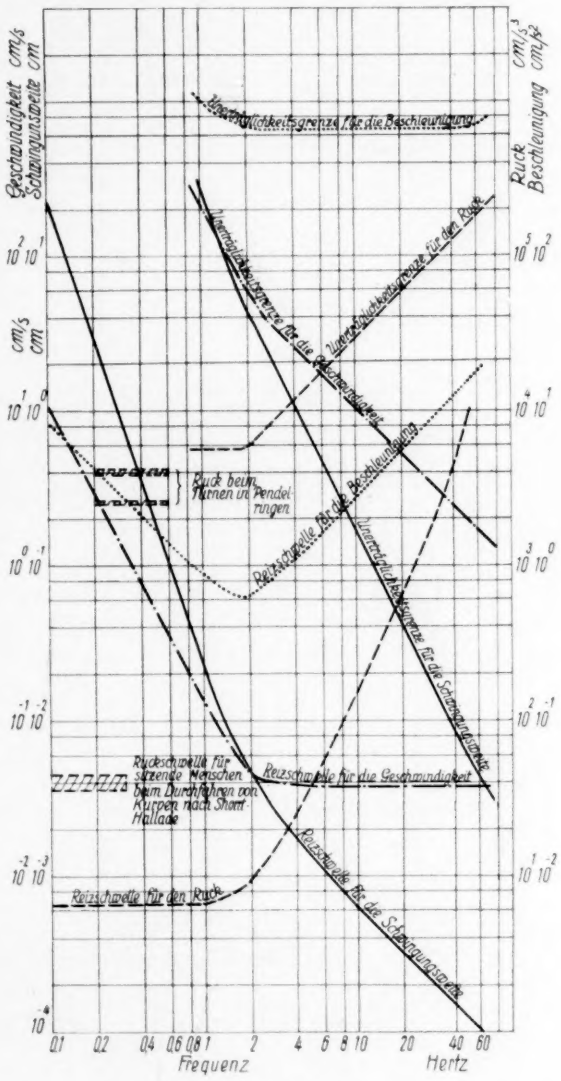

Abb. 3. Die Grenzlinien „gerade spürbar" und „unerträglich" bei verschiedenen Schwingungsgrößen

gen von SHORTT [9]) und von HALLADE [9]) über den Einfluß der Beschleunigungsänderung beim Durchfahren von Kurven auf der Eisenbahn bei tieffrequenten Bewegungsvorgängen den Ruck als für die Empfindung wirksame Schwin-

gungsgröße ansprechen zu können. SHORTT und auch HALLADE geben als Reizschwellenwert 0,3 bzw. 0,28 m/s³ an. Diese Werte dürften für sitzende Versuchspersonen, die gegenüber stehenden und liegenden Menschen hinsichtlich der Reizschwellenwerte besonders unempfindlich sind, stimmen. Von stehenden

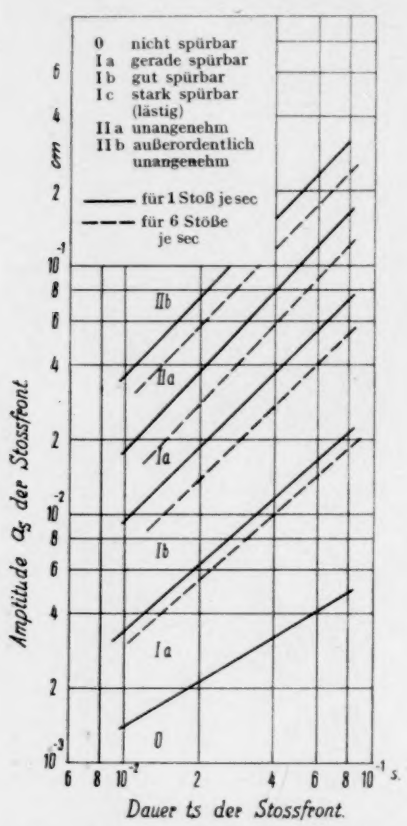

Abb. 4. Gebiete verschiedener Empfindungsstärke stehender Menschen für horizontale Stöße unterschiedlicher Härte

Versuchspersonen ist dieser Ruckwert bereits gut, wenn auch nicht stark spürbar, vorausgesetzt, daß diese Versuchspersonen durch vorangegangene stärkere Erschütterungen nicht unempfindlich geworden sind (Anpassung). MELCHIOR gibt ferner mittlere und maximale Ruckwerte an, die von Turnern beim Üben in Pendelringen (Pendellänge 4 m, Schwingungsperiode 4 s) erreicht werden. Die beiden angegebenen Werte 40 m/s³ sind in das Diagramm mit eingezeichnet. MELCHIOR sagt, daß der Mensch im stabilen Gleichgewicht noch mehr aushalten könnte. Nach der Grenzkurve des maximal ertragbaren Ruckes würde man etwa noch das $1^1/_2$—$2^1/_2$fache ertragen.

Die bisher gezeigten Untersuchungsergebnisse gelten zunächst nur für stationäre sinusartige Schwingungen. Inwieweit kann man nun diese Resultate auf stoßartige kurzzeitige Schwingungen anwenden? Untersuchungen hierüber wurden von REIHER und MEISTER [10]) und später von DOBBERACK [11]) gemacht. Die ersteren fanden, daß für stark gedämpfte Stöße (Dämpfungsdekrement $> 0{,}3$) die Dauer der Stoßfront, d. h. die Zeit, in der die Schwingung von 0 auf ihr erstes Maximum steigt, für die Stärke der Empfindung wesentlich ist. Dieser Zeitwert gibt ein der Empfindung verhältnisgleiches Maß für die sog. Stoßhärte, wobei die Schwingungsweite konstant sein soll. In der Abb. 4 ist der Zusammenhang zwischen der Weite der Stoßschwingung, der Dauer der Stoßfront und der jeweiligen Empfindungsstärke dargestellt. Wächst die sekundliche Stoßzahl, so verursacht sie eine entsprechend größere Empfindlichkeit für die Stoßamplitude. In der Abb. 4 zeigt sich dieses durch eine Verlagerung der Linien gleicher Empfindungsstärke nach niedrigeren Werten der jeweils ertragenen Stoßamplitude. Je nach Beanspruchungsart des Körpers ändert sich dabei auch die Neigung der Grenzlinien, so daß man aus dieser Darstellungsart keine allgemein gültige Gesetzmäßigkeit ablesen kann. Es mag dies z. T. darin begründet liegen, daß die wirksam bewegte Masse des Körpers nicht für jeden Stoß die gleiche bleibt und die gemessene Stoßschwingung im Körper in nicht erfaßbarer Weise gedämpft wird.

Besser vergleichen lassen sich Messungen der bei Stößen auftretenden maximalen Beschleunigung mit den Ergebnissen der Untersuchung mittels Sinusschwingungen, doch ist auch für diesen Vergleich die Dauer der Stoßfront wichtig.

Im Bereich der Stoßfrontdauer $ts = 1{,}8 \cdot 10^{-2}$ s bis $6 \cdot 10^{-2}$ s sind in der Abb. 5 für 2 Bean-

spruchungsarten die Maximalbeschleunigungen abhängig von der Dauer der Stoßfront aufgetragen. Oberhalb einer gewissen Grenzbeschleunigung sind hier die Grenzlinien von der Dauer der Stoßfront unabhängig. Unterhalb dieser Grenze fällt mit weicher werdendem Stoß die Grenzbeschleunigung ab, so daß sie für die Reizschwelle kein Maß für die Stärke des Stoßes gibt. (Für sehr lange Dauer der Stoßfront müßte die Reizschwellenkurve wieder nach höheren Werten steigen, jedoch nicht merklich über 10 cm/s², denn dieser Wert ist als Reizschwellenbeschleunigung bei sehr langsamen Bewegungen mehrfach festgestellt worden [MACH [1])].)

Vergleicht man die Dauer einer Stoßfront mit der Dauer der Front einer Sinusschwingung, so kann für weiche Stöße in grober Näherung diese Zeitdauer etwa gleich $^1/_4$ Periodendauer einer entsprechenden Sinusschwingung gesetzt werden. Die Stoßdauerwerte zwischen $1{,}8 \cdot 10^{-2}$ s und $6 \cdot 10^{-2}$ s ergeben auf diese Weise Frequenzen zwischen 12 und 4 Hz. In diesem Frequenzbereich kann man, wie aus der Abb. 3 ersichtlich, für stärkere Erschütterungen die Beschleunigung als Maß der Störempfindung wählen. Bei schwachen (kaum spürbaren) Schwingungen dagegen steigt die Schwellenbeschleunigung nach Abb. 3 von 2 Hz ab mit zunehmender Frequenz an. Das gleiche gilt, wie aus der Abb. 5 hervorgeht, auch für Stoßerschütterungen, wenn man berücksichtigt, daß nach den obigen Überlegungen eine abnehmende Dauer der Stoßfront einem Wachsen der Frequenz entspricht.

Ähnliche Versuche mit Stoßerschütterungen hat DOBBERACK [11]) gemacht. Auch er kam in bestimmten Frequenzbereichen auf eine der Größe der Beschleunigung verhältnisgleiche Empfindungsstärke. Seine Versuchsanordnung schien, nach den benutzten Federungen und Maßen zu urteilen, eine Eigenfrequenz zwischen 1,6 und 2,7 Hz zu besitzen. Die Anzahl der auf die Versuchspersonen übertragenen Stöße konnten zwischen 0,8 und 4,2 Stößen pro Sekunde geändert werden.

DOBBERACK wählte folgende Empfindungsstufen:

1 kaum spürbar,
1,25 gerade spürbar, auch auf längere Dauer nicht lästig,
1,5 gut spürbar, auf längere Dauer lästig,
1,75 gut spürbar, nach etwa 1 Stunde lästig,
2,0 gut spürbar, schon nach $^1/_2$ Stunde lästig,
2,5 stärker spürbar, schon nach einigen Minuten lästig,
3 stark spürbar, sofort lästig,
3,5 stark spürbar, nach 1 Stunde bei entsprechender körperlicher Veranlagung schädlich,

Die Linien begrenzen die Empfindungsgebiete

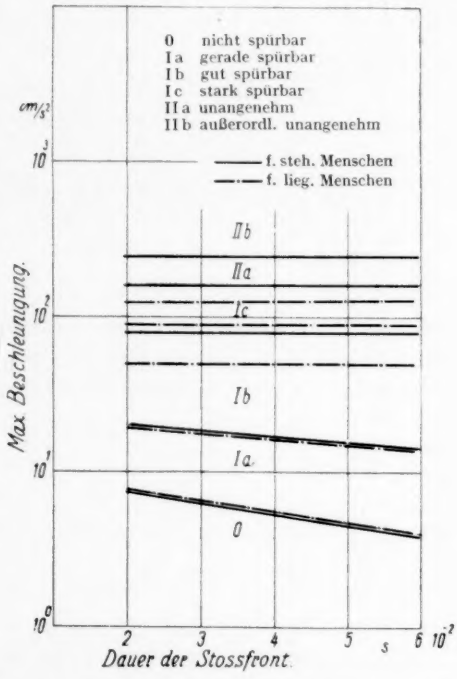

Abb. 5. Grenzwerte der Beschleunigung bei Beanspruchung stehender und liegender Menschen mit verschieden harten Vertikalstößen

4,0 stark spürbar, nach $^1/_4$ Stunde bei entsprechender körperlicher Veranlagung schädlich,
4,5 unbedingt schädlich nach etwa 1 Stunde,
5,0 unbedingt schädlich nach etwa $^1/_4$ Stunde,
5,5 fast unerträglich,
6,0 sofort unerträglich.

In Abb. 6 sind die von DOBBERACK gefundenen Zusammenhänge zwischen dem Grenzwert, der jeweiligen Maximalbeschleunigung und der Stoßzahl dargestellt. Die Linie der Wertungszahl 1,5 würde etwa der Grenze des Lästigen in den REIHER-MEISTER-Empfindungsgrenzen entsprechen, während die Gerade mit der Wertungszahl 6 mit der Unerträglichkeitsgrenze übereinstimmt.

Für die Zugrundelegung der Beschleunigung als kennzeichnende Größe der Stärke der Störempfindung gilt nach den vorangegangenen Ausführungen, daß die Stoßfrequenzen und

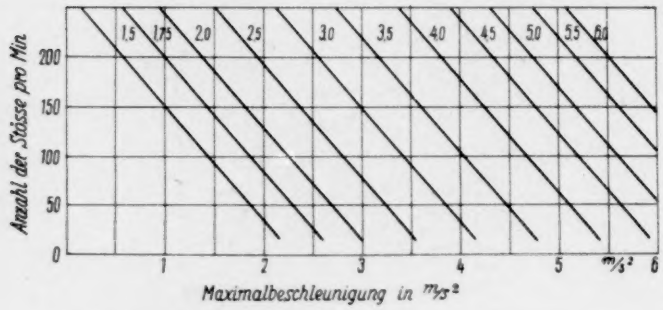

Abb. 6. Gebiete verschiedener Empfindungsstärke sitzender Menschen für Vertikalstöße (nach DOBBERACK). Empfindungsstärke (in 11 Stufen) in Abhängigkeit von Beschleunigung und Stoßzahl

Schwingungsweiten in den Bereich B der Abbildung 3 fallen, denn hier herrscht für den Verlauf der Linien gleicher Empfindungsstärke angenähert die Gesetzmäßigkeit

$$I = k \cdot a \cdot n^2,$$

d. h. die Empfindungsstärke I ist proportional der Beschleunigung. Für die meisten Fahrzeugstöße trifft diese Bedingung zu. Die gemessenen Schwingungsweiten liegen im allgemeinen weit über dem Reizschwellenwert. Die zugehörigen Frequenzen schwanken, wenn es sich nicht um Motorvibrationen handelt, zwischen 1 und 20 Hz.

Bei Gebäudeschwingungen und der Bestimmung des Störungsgrades einer Verkehrserschütterung wird man, da hier die gemessenen Schwingungsweiten wesentlich kleiner sind als in Fahrzeugen, die Beschleunigung nicht mehr als eine die Empfindungsstärke kennzeichnende Größe wählen können. Hier dürfte bis zu einer Schwingungsweite der Erschütterung von $2 \cdot 10^{-3}$ cm die Schwingungsgeschwindigkeit eine brauchbare Meßgröße darstellen.

Zusammenfassend kann also folgendes festgestellt werden: Bei der physiologischen Wertung von Erschütterungsmessungen wird man, wenn es sich um Gebäude- und Maschinenschwingungen handelt, als Meßgeräte Geschwindigkeitsmesser wählen, die mit wachsender Meßgröße zu einem Beschleunigungsmesser werden. Handelt es sich um Fahrzeugschwingungen, so erscheint der Beschleunigungsmesser zur Aufzeichnung der Kenngrößen für die physiologische Wertung geeignet. Sollen langperiodische Bewegungen sowie aperiodische Brems- und Beschleunigungsvorgänge gemessen und physiologisch bewertet werden, so nimmt man als Aufnahmegerät zweckmäßig einen Ruckmesser.

In Übereinstimmung mit dem WEBER-FECHNERschen Gesetz kann man, ähnlich wie in der Akustik, die Stärke der Erschütterungsempfindung angenähert dem Logarithmus der physikalischen Meßgröße verhältnisgleich setzen. Es wäre somit die Erschütterungsstärke I definiert durch den Ausdruck

$$I = k \cdot \log P/Po \qquad \text{(Pal)}\ ^*),$$

wobei der jeweils gemessene Wert P der Schwingungsgröße auf den Reizschwellenwert Po bezogen wird. k ist eine zunächst willkürliche Konstante, die je nach der Anzahl der gewählten Einheiten des Empfindungsbereiches festzulegen wäre. Als Bezugwert Po wird man bei Gebäudeschwingungen mit geringer Schwingungsweite die Geschwindigkeit an der Reizschwelle benutzen. Zu berücksichtigen ist die Tatsache, daß mit wachsender Schwingungsweite (also im Gebiet B der Abb. 2) für P an Stelle der Geschwindigkeit die Beschleunigung und mit größer werdender Schwingungsweite bei tiefen Frequenzen (im Gebiet C) der Ruck als Bezugsgröße sowohl für P wie auch für Po zu wählen ist. Damit

*) Der Ausdruck „Pal" für die empfindungsgemäße Wertungszahl einer Erschütterung wurde von ZELLER[3]) geprägt.

werden die Zusammenhänge nicht wesentlich komplizierter als bei der physiologischen Wertung von Geräuschen. Bei der Geräuschmessung werden als Meßwerte für P und Po die Schallenergien benutzt. Die Frequenzabhängigkeit des Ausdrucks $\log P/Po$ gleicht man durch Variationen des Wertes k aus.

Es erscheint daher zweckmäßig, für die physiologische Wertung von Fahrzeugschwingungen einen logarithmierenden Beschleunigungsmesser zu benutzen, der für Frequenzen unterhalb 1 Hz eine logarithmische Ruckanzeige liefert. Dieses Gerät könnte dann auch bei Messungen von aperiodischen Bewegungsvorgängen Verwendung finden, würde also auch empfindungsmäßig auf unregelmäßige Vorgänge bei horizontaler und vertikaler Progressivbewegung ansprechen. Der Verwendungszweck wäre damit außerordentlich vielseitig.

Es mag noch kurz auf einige Schwingungsmeßgeräte, die in letzter Zeit entwickelt wurden, eingegangen werden. Zur Messung von Gebäude- und Maschinenschwingungen erscheint der Meyer-Böhmsche Geschwindigkeitsmesser [12]) recht geeignet. Sein Arbeitsbereich liegt oberhalb der tiefsten Arbeitsfrequenz des benutzten Verstärkers von etwa 3 Hz. Das Gerät ist in einen Beschleunigungsmesser durch Zuschalten eines differenzierenden Filters verwandelbar und kann dann auch zur Messung und physiologischen Wertung stärkerer Erschütterungen oberhalb 3 Hz herangezogen werden. Von Vorteil ist hierbei die im Ausgang des Gerätes durchführbare Mittelwertbildung, bei der auf die Aufzeichnung von Momentanausschlägen verzichtet wird.

Zur Beschleunigungsmessung von Fahrzeugerschütterungen wird das Meßgerät nicht verwandt werden können, da die Eigenfrequenz der Spezialdrossel der differentiierenden Kette bei 3 Hz, also zu hoch liegt, auch steht diesem Verwendungszweck die Frequenzkurve des verwandten Verstärkers entgegen. Das Gerät ist nach den Aussagen der Hersteller auch nur zur Messung von Gebäuden- und Maschinenschwingungen bestimmt.

Der Waassche Erschütterungsmesser [13]) dürfte ähnlich wie das ältere Geigersche Gerät [14])*) bei entsprechend großer Dämpfung zur Amplitudenmessung von Fahrzeugschwingungen benutzt werden können, ist jedoch zur unmittelbaren physiologischen Wertung noch nicht geeignet, da die gemessenen Amplitudenwerte im Frequenzbereich der Fahrzeugerschütterungen nicht als Maß für die physiologische Störstärke gewählt werden können. Auch wenn man berücksichtigt, daß der Schwingungsmesser unterhalb seiner relativ günstig liegenden Eigenfrequenz zu einem Beschleunigungsmesser wird. Starke Erschütterungen (Schwingungsweiten) in Kraftfahrzeugen haben zumeist Frequenzen zwischen 1 und 4 Hz (Wagenresonanzen). Sie fallen somit in den Resonanzbereich des Gerätes und werden als Schwingungsweite aufgezeichnet. Neuerdings werden der Kohledruck- und der Piezoelektrische Beschleunigungsmesser häufiger zur Messung von Erschütterungen verwandt [14]). Der erstere eignet sich wegen seiner Einfachheit und der relativen Unempfindlichkeit besonders gut zur Aufnahme stärkerer Fahrzeugerschütterungen und ist z. B. auch von der Reichsbahn zu diesem Zwecke mehrfach benutzt worden [14]). Bei sämtlichen Schwingungsmessern fehlt jedoch die für die physiologische Wertung notwendige Berücksichtigung der Weber-Fechnerschen Bedingung der logarithmischen Abhängigkeit der Empfindung von den Schwingungsgrößen.

Für das gesamte Gebiet der Land-, See- und Luftfahrzeugtechnik ist ein brauchbarer physiologisch wertender Schwingungsmesser noch nicht vorhanden, obgleich gerade hier dringende Bedürfnisse vorliegen. Anwendungsgebiete sind u. a. die Erforschung der See- und Luftkrankheit bzw. -festigkeit und weiterhin die Feststellung der Fahrsicherheit bzw. Fahrbequemlichkeit bei Kraftfahrzeugen und Bahnen.

Literaturverzeichnis

1. E. Mach: Grundlinien der Lehre von den Bewegungsempfindungen. Leipzig 1875.

*) Eine Reihe älterer dem Geigerschen Gerät ähnlichen Schwingungsmesser sind in der Literatur [14]) beschrieben. Ein besonderes Eingehen auf diese erübrigt sich daher.

J. Breuer: Beiträge zur Lehre vom statischen Sinn. Wien 1875.
— Studien über den Vestibularapparat. S.-B. Akad. Wiss. Wien 1903, III. Abt., Bd. 112.
Aubert und Delage: Physiologische Studien über die Orientierung. Tübingen 1888.
Bourdon: La perception des Mouvements de nos membres. Année Psychol. 18 (1912),
— Recherches sur la perception des Mouvements rectilique de tout le corps. Année Psychol. 20 (1914).
B. Kunze: Die menschliche Wahrnehmung von horizontalen Progressivbewegungen (Körper passiv). Diss. T. H. Berlin 1928.
G. v. Békésy: Über das Fechnersche Gesetz und seine Bedeutung für die Theorie der Akustischen Beobachtungsfehler und die Theorie des Hörens. Ann. Physik V, 7 (1930), S. 329.
G. Th. Fechner: Elemente der Psychophysik. 2. Aufl., 1889.

2. Thein: Vorschlag für die Schaffung einheitlicher Grundlagen zur Beurteilung der Auswirkung von Verkehrserschütterungen. Verkehrstechn. (1930), Straßenbaubeilage S. 93—98 und S. 104—108.
Studiengesellschaft für Automobilstraßenbau: Vorläufige Grundsätze zur Feststellung von Verkehrserschütterungen, ihrer Ursachen und ihrer Wirkungen auf die Straße und die angrenzende Bebauung für die Praxis. Verlag der Studiengesellschaft für Automobilstraßenbau Berlin (1932).
Zeller: Stärkebestimmung von mechanischen Erschütterungen. Bauing. 32/33 (1931), S. 586—590.

3. P. W. Digby und H. R. Sankey: Some preliminary notes on a study as to human susceptibility to vibration. Electrician 67 (1911), S. 888.
D. Katz und F. Nold: Über die kleinsten vibratorisch wahrnehmbaren Schwingungen. Z. Psychol. 99 (1926), S. 104.
D. Katz: Methoden zur Untersuchung des Vibrationssinnes. Hdb. biolo. Arbeitsmeth., Abt. 5, Teil 7, Hälfte 1 (1930), S. 879.
O. Knudsen: Hearing with the sense of touch. J. gen. Psychol. I (1928), S. 320; Physic. Rev. 21 (1923), S. 84.
M. v. Frey: Untersuchungen über die Sinnesfunktionen der menschlichen Haut. Abh. math.-phys. Kl. sächs. Akad. Wiss. 23 (1897), S. 169.
Kampik: Experimentelle Untersuchungen über die praktische Leistungsfähigkeit der Vibrationsempfindung. Arch. ges. Psychol. 76, Bd. 1 u. 2 (1930), S. 3—7.
Robert H. Gault: Recent Developments in Vibro-Tactile Research: J. Franklin Inst. (221) 6 (1936), S. 703.
A. Hugony: Über die Empfindung von Schwingungen mittels des Tastsinnes. Z. Biol. (96) 5 (1935), S. 548.
W. Setzepfand: Z. Biol., (96) 2 (1935), S. 236.

4. M. H. Fischer: Experimentelle Untersuchungen der Nausea und ihre pharmakologische Bekämpfung. Z. ges. exp. Medizin 61 (1928), S. 618.
Schwert: Seekrankheit und Haltung der Schiffer. Korr.-Blätter der allg. ärztl. Vereine von Thüringen (1921), S. 85.
O. Bruns: Die funktionellen Störungen des Vestibularorgans und ihre Folgen, insbesondere die Seekrankheit und deren Behandlung. Med. Klinik 26 (1930), S. 452 und 613.

5. Zeller: Doe Wirkung von mechanischen Bewegungen auf den menschlichen Organismus. Diss. Braunschweig 1932.

6. H. Reiher und F. I. Meister: Die Empfindlichkeit des Menschen gegen Erschütterungen. Forschg. (1931), S. 381.
F. I. Meister: Die Empfindlichkeit des Menschen gegen Erschütterungen. Forschg. (1935), S. 116.

7. K. Suyehiro: Über die untere Grenze der fühlbaren Schwingungen. Proc. Imp. Acad., Tokyo 5 (1929), S. 411.

8. Hall: Vibration of buildings due to street traffic. Engng. News Rec. 68, 1912, S 198—201.
W. Hort: Schwingungsschutz bei Hochbauten. Z. VDI 75 (1931), S. 567—569.
Geiger: Mechanische Schwingungen und ihre Messung 1927.

9. P. Melchior: Der Ruck. Z. VDI 72 (1928) S. 1842.
W. H. Shortt: A practical Method of the improvement of existing railway curves. Proc. Amer. Soc. civ. Engr. 176 (1909), S. 97.
Hallade: Rev. gén. Chem. de Fer 31 (1908), S. 261.

10. H. Reiher und F. I. Meister: Die Empfindlichkeit der Menschen gegen Stöße. Forschg. (1932), S. 177.

11. Dobberack, A.: Verfahren zur meßtechnischen Bestimmung der Federungseigenschaften von Kraftfahrzeugen. Diss. Stuttgart 1932.

12. Meyer und Böhm: Ein elektrodynamischer Erschütterungsmesser und seine Anwendung auf die Untersuchung von Gebäudeerschütterungen. Elektr. Nachr.-Techn. 12, (1935), S. 404—414.

13. Waas: Erschütterungsmessungen an Kraftfahrzeugen. Z. VDI 75 (1935), S. 199—202.

14. Steuding: Messung mechanischer Schwingungen. VDI-Verlag 1928.
Bernhard: Mechanische Schwingungen der Brücken. Verkehrswissenschaftliche Lehrmittelgesellschaft bei der Deutschen Reichsbahn (1933).
H. W. Koch u. W. Zeller: Neuere Schwingungsmeßgeräte Z. VDI (1936) S. 1440.

15. H. Martin: Die Grundlagen zur Beurteilung von Verkehrserschütterungen. Z. Geophysik, Jg. 12, H. 7/8 (1936), S. 322.

(Eingegangen am 1. September 1936.)

Untersuchungen an neuen Schalldüsen

Von P. E. Schiller und H. Castelliz, Dornach-Basel

Mit 10 Abbildungen

1. Einleitung

Die Untersuchung von kleinen Schallfeldern, besonders von solchen in Resonatoren, setzt voraus, daß das Meßgerät sehr kleine Abmessungen besitzt und daß keine wesentlichen Veränderungen des Schallfeldes durch den Meßvorgang hervorgerufen werden.

Das von H. SELL[1]) entwickelte Gerät erfüllt diese Forderungen weitgehend, setzt jedoch, wie alle elektroakustischen Empfänger, einen sehr genau abzustimmenden und konstant zu haltenden Verstärker voraus. Der Schalldruckgleichrichter von F. RIBBENTROP[2]) erlaubt eine sehr einfache Messung mit Hilfe einer Drucklibelle. Bei Untersuchungen, die sich über längere Zeiträume erstrecken, bestehen jedoch Bedenken bezüglich der Konstanz des verwendeten Fliegenflügels.

In dem Bemühen, ein möglichst einfaches und doch empfindliches Meßgerät zu schaffen, wurden die im folgenden beschriebenen Schalldüsen nacheinander entwickelt. Wenn auch erst die zuletzt geschilderte den genannten Anforderungen entsprach, so seien die beiden vorangehenden Düsen dennoch beschrieben, da sie für manche Untersuchungen durchaus mit Erfolg zu verwenden sind.

2. Gleichrichterdüse

Abb. 1 zeigt eine von V. DVORAK[3]) beschriebene Anordnung, auf deren Prinzip eine „Gleichrichterdüse" aufgebaut wurde. Die im erregten Resonator R verlaufenden Druckschwankungen rufen in der kleinen Öffnung O, der die Düse D gegenübersteht, einen oszillierenden Luftstrom hervor. Während der Unterdruckphase der Schallschwingung wird die Luft

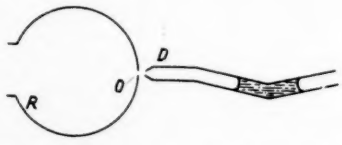

Abb. 1. Resonator mit Drucklibelle

R Resonator, O kleine Öffnung in demselben, D zugespitzte Düse mit anschließender Drucklibelle

von allen Seiten her durch die Öffnung O eingesaugt, während der Überdruckphase bildet der austretende Luftstrom einen engen Strahl, der in der Achse der Öffnung, bzw. senkrecht zur Wandung verläuft. Wird die Düse D in entsprechender Weise angeordnet, so entsteht

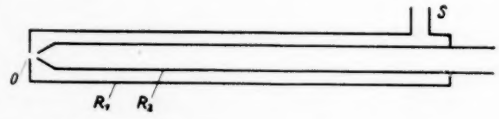

Abb. 2. Aufbau der Gleichrichterdüse

R_1 äußeres Rohr $\varnothing = 8$ mm, R_2 inneres Rohr $\varnothing = 4$ mm mit Düsenspitze $\varnothing = 0{,}5$ mm, O Öffnung $\varnothing = 0{,}5$ mm, S Ansaugstutzen von R_1
Der Abstand zwischen der Öffnung O und der Düsenspitze ist 0,5 mm

durch die in der Schwingungszahl des Tones austretenden Luftstöße ein Überdruck in derselben, der an einer Drucklibelle abgelesen werden kann.

Abb. 2 gibt den Aufbau der Gleichrichterdüse wieder. Ein dünnwandiges Rohr R_1 ist durch eine senkrechte Wand, in der sich eine kleine

[1]) H. SELL, Wiss. Veröff. Siemens-Konz. II (1922), S. 353.

[2]) F. RIBBENTROP, Z. techn. Physik 13 (1932), S. 396.

[3]) V. DVORAK, Z. physik. chem. Unterr. (1893), S. 186.

Öffnung O befindet, abgeschlossen. Ein zweites, vorne zugespitztes Rohr R_2 ist innerhalb von R_1 so angeordnet, daß die Rohröffnung und das Loch einander genau gegenüberstehen. R_2 wird zur Meßlibelle geführt, das hintere Ende von R_1 muß sich außerhalb des Schallfeldes befinden (gegebenenfalls mit Hilfe einer Schlauchleitung). Wird die Gleichrichterdüse in ein Schallfeld gebracht, z. B. in einen Resonator eingeführt, so entsteht durch die oben geschilderten Strömungsvorgänge ein Überdruck in

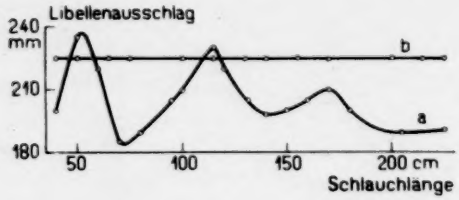

Abb. 3. Ausschaltung der Resonanz in der Schlauchleitung

a Druckkurve bei leerer Schlauchleitung,
b Druckkurve bei Schlauchleitung mit Wollfüllung

R_2, der bequem an der Drucklibelle gemessen werden kann.

Das „Aufpumpen" der Röhre R_2 erfolgt in einzelnen Stößen, entsprechend der Tonfrequenz; hierdurch wird das Luftvolumen der Schlauchleitung zwischen R_2 und der Libelle zum Mitschwingen veranlaßt. Veränderungen der Schlauchleitungslänge ergeben aus diesem Grunde — bei sonst gleichen Verhältnissen — Änderungen des in der Leitung entstehenden mittleren Überdruckes, da die dort verlaufenden Schwingungen je nach Amplitude und Phase die Pumpwirkung an der Düsenöffnung hemmen oder unterstützen können. Um dies zu vermeiden, wird in R_1, R_2 und in die anschließende Schlauchleitung Watte oder ein Wollfaden lose eingelegt. So kann der zur Herstellung des Überdrucks notwendige Lufttransport ohne Hinderung vor sich gehen, die Ausbildung von stehenden Wellen wird jedoch unmöglich gemacht.

Abb. 3 zeigt die Wirkung dieser Maßnahme. Die angefüllte Schlauchleitung ergibt konstante Meßwerte, die leere Schlauchleitung zeigt in Abhängigkeit von ihrer Länge Minima und Maxima.

Die Gleichrichterdüse, die — wie aus der Beschreibung hervorgeht — ein Druckempfänger ist, wurde zwischen 280 und 1700 Hz untersucht und arbeitet in diesem Bereich weitgehend frequenzunabhängig. Diese Feststellung erfolgte durch Vergleich der Angaben der Düse mit denen einer Rayleighschen Scheibe; auf die dabei verwendete Anordnung wird im nächsten Abschnitt eingegangen. In Abb. 7, Kurve *d* ist als Beispiel die für 280 Hz geltende absolute Eichkurve wiedergegeben.

3. Bolometerdüse

a) Aufbau

Um ein Instrument größerer Empfindlichkeit zu erhalten, wurde der in der Schalldüse erzeugte Luftstrom auf thermischem Weg, durch den sog. konstanten Abkühlungseffekt[1]) gemessen. Zu diesem Zweck wurde unmittelbar hinter der Düsenöffnung ein elektrisch geheizter Draht angeordnet, der als Bolometer in eine Wheatstonesche Brücke geschaltet war. Der durch die Schallschwingungen hervor-

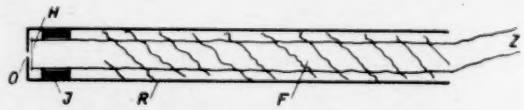

Abb. 4. Aufbau der Bolometerdüse

R dünnwandiges Rohr $\varnothing = 8$ mm, O Öffnung $\varnothing = 0{,}3$ mm, H Heizfaden, Ni $\varnothing = 0{,}025$ mm, Länge $= 5{,}5$ mm ($3{,}0\ \Omega$), Z Zuleitungsdrähte, I isolierte Befestigung derselben
Der Abstand zwischen der Öffnung O und dem Heizfaden beträgt 0,1 mm

gerufene oszillierende Luftstrom kühlt diesen Draht ab, der am Galvanometer feststellbare zeitliche Mittelwert seiner Widerstandsänderung ist eine Funktion des an der Düse herrschenden Schalldruckes[2]).

Die konstruktive Ausführung der Bolometerdüse zeigt Abb. 4. R ist ein dünnwandiges Rohr,

[1]) Hdb. Exp. Physik XVII/2, S. 100.

[2]) Eine ähnliche Anordnung wurde von H. Sell zur Bestimmung der Schallintensität bei Telephonen verwendet. Z. techn. Physik 8 (1927), S. 223.

das durch eine Platte, in der sich die kleine Öffnung O befindet, abgeschlossen ist. Durch 2 Bügel, die isoliert angeordnet sind, wird der Heizdraht H unmittelbar hinter der Öffnung O festgehalten. Zur Vermeidung von störenden Resonanzschwingungen ist der rückwärtige Teil von R mit Wollfäden lose ausgefüllt.

b) Eichung

Die absolute Eichung der Bolometerdüse wurde nach der „Resonanzrohrmethode“[1]) mittels der Rayleighschen Scheibe durchgeführt. Dabei ist die Schalldüse mit luftdichtem Abschluß in das geschlossene Ende einer Resonanzröhre so eingeführt, daß die kleine Öffnung O in der Ebene dieser Abschlußwand liegt. Die Rayleighsche Scheibe befindet sich im Abstand $^{\lambda}/_{4}$ vor dieser Abschlußwand und wird durch ein entsprechendes Fenster beobachtet. Da die Energiedichte in stehenden Wellen räumlich konstant ist, so ist die an der Rayleighschen Scheibe gemessene Geschwindigkeitsamplitude v mit der an der Schalldüse wirkenden Druckamplitude p, wie bekannt, durch die Gleichung $p = \varrho \cdot c \cdot v$ verknüpft. (ϱ = Dichte der Luft, c = Schallgeschwindigkeit.)

Der lichte Durchmesser des Resonanzrohres betrug 57 mm, die Länge war je nach der verwendeten Frequenz verschieden. Die Rayleighsche Scheibe selbst bestand aus Glimmer von 0,02 mm Stärke, hatte einen Durchmesser von 4,5 mm und trug einen Spiegel von knapp 1 mm² Größe. Zur Aufhängung diente ein Quarzfaden von 30 mm Länge, der eine Direktionskraft von $2{,}7 \cdot 10^{-3}$ dyn·cm besaß.

Als Schallquelle zur Erregung des Resonanzrohres diente ein Lautsprecher, der in einiger Entfernung vom offenen Rohrende aufgestellt war. Die erforderliche Wechselspannung lieferte ein Röhrengenerator, welcher auf die betreffende Resonanzfrequenz des Rohres abgestimmt wurde. Die Lautstärke konnte in den nötigen Grenzen variiert werden.

Die Eichung wurde bei den Frequenzen 280, 560, 855, 1140, 1425 und 1700 Hz durchgeführt. — Selbstverständlich ist die Empfindlichkeit der Bolometerdüse von der Stärke des Heizstromes abhängig; diese wurde mit 0,2 A festgesetzt und bei allen Versuchen beibehalten. — Die Ergebnisse der Eichung sind in Abb. 5 dargestellt. Hierbei sind die Ausschläge des Brückeninstrumentes über dem absoluten Schalldruck (Effektivwert) aufgetragen.

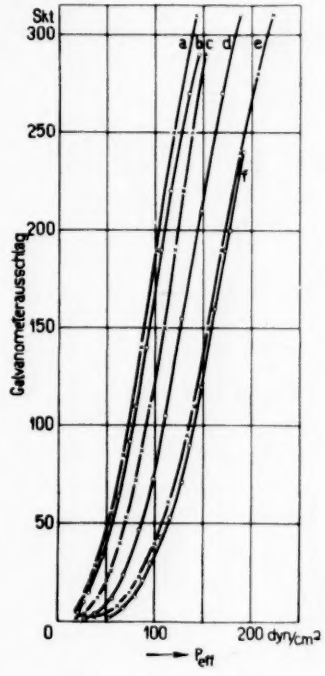

Abb. 5. Eichkurven der Bolometerdüse

Kurve a für 280 Hz, b für 560 Hz, c für 855 Hz, d für 1140 Hz, e für 1425 Hz, f für 1700 Hz
Ein Skalenteil Galvanometerausschlag entspricht einer Widerstandsänderung des Heizdrahtes von rund 0,001 Ω

Die Eichkurven zeigen, daß die Empfindlichkeit der Bolometerdüse mit wachsender Frequenz abnimmt, was sich dadurch erklärt, daß bei kürzerer Schwingungsdauer kein genügender Luftwechsel in der Umgebung des Heizdrahtes stattfindet. Die gegenseitige Lage der aufgenommenen Heizkurven ist eine solche, daß sich die Kurven für beliebige dazwischenliegende Frequenzen leicht durch Interpolation einfügen lassen.

Die Empfindlichkeit der beschriebenen Düse ist wesentlich größer als diejenige der Gleich-

[1]) Hdb. Exp. Physik XVII/2, S. 200.

richterdüse, auch fällt ein Nachteil der letzteren, die lange Einstellzeit der Drucklibelle, fort. Bei Ausmessung von verhältnismäßig kleinen Resonatoren wirkt sich jedoch die Größe des Düsenrohres ungünstig aus. Es werden beim Einbringen desselben in den Resonator merkliche Volumenänderungen hervorgerufen, die das Schallfeld verändern müssen. Eine wesentliche Verringerung des Rohrquer-

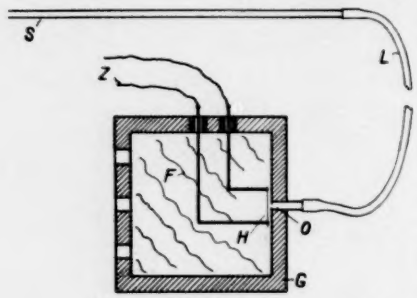

Abb. 6. Aufbau der Bolometersonde

S Sonde ⌀ = 4 mm, *L* Schlauchleitung, *O* Öffnung ⌀ = 0,3 mm, *H* Heizfaden, *Z* Zuleitungsdrähte, *G* Gehäuse, *F* Wollfüllung

schnittes ist aber konstruktiv kaum durchführbar.

Ein weiterer Nachteil besteht darin, daß der Meßbereich des Instrumentes nach oben hin fest begrenzt ist. Da nämlich der Heizfaden durch den aus der Düse tretenden Luftstrom niemals unter die Temperatur desselben abgekühlt werden kann, so ist klar, daß die Meßwerte bei wachsendem Schalldruck einer Art Sättigungswert zustreben, welcher durch den Widerstand des Heizdrahtes bei Raumtemperatur gegeben ist. Die Eichkurve nimmt dann, ähnlich wie eine Röhrencharakteristik, einen horizontalen Verlauf an.

4. Bolometersonde

Um die geschilderten Nachteile zu vermeiden, wurde bei einer weiteren Konstruktion nicht mehr die Düse selbst an die Meßstelle gebracht, sondern nur noch eine Sonde, d. h. ein dünnwandiges offenes Rohr, welches durch eine Schlauchleitung mit der Düseneinrichtung verbunden war. Auf diese Weise konnte das Volumen des in den Resonator zu bringenden Teiles und damit die Störung des Schallfeldes auf ein Minimum herabgedrückt werden.

Ferner ergab sich der Vorteil einer technisch einfacheren und besser geschützten Anordnung des Systems Düse-Bolometer. Dieses wurde nämlich in einem Gehäuse *G* (Abb. 6) untergebracht, aus dem ein Rohrstutzen für den Anschluß der Schlauchleitung *L* herausragte. Den inneren Abschluß dieses Rohrstutzens bildete eine dünne Metallplatte, in welcher sich die Düsenöffnung *O* befand. Hinter dieser ist der Heizdraht *H* befestigt. Die Dimensionen des Systems sind dieselben wie bei der früher beschriebenen Meßdüse. Das Gehäuse *G* besteht aus schalltotem Material und ist im Innern, zur Vermeidung von Resonanzen, mit Watte lose angefüllt. Als Sonde *S* war ein dünnwandiges gerades Rohr von 4 mm Durchmesser in Verwendung, es kann nach Bedarf auch durch andere, etwa rechtwinklig abgebogene Rohre ersetzt werden.

Bei dieser Anordnung darf die Schlauchleitung selbstverständlich nicht mit schalltötendem Material angefüllt werden, da die an der Sondenöffnung verlaufenden Druckschwankungen an das hintere Ende der Leitung, d. h. zum System Düse-Bolometer übertragen werden müssen. Die Länge der Schlauchleitung beeinflußt naturgemäß diese Übertragung; je nach dem Maß der Resonanz wird sich das Verhältnis der Schalldrücke an der Sondenöffnung zu denen an der Düsenöffnung ändern.

Hierdurch entsteht ein besonderer Vorteil dieser Anordnung. Durch geeignete Änderungen der Schlauchlänge oder durch Einfügen einer Drossel, welche die Schwingungen in der Schlauchleitung abdämpft, kann der Meßbereich verschoben bzw. beliebig nach oben erweitert werden. Die bei der Bolometerdüse vorhandene, feste obere Grenze fällt so weg.

Die absolute Eichung wurde in derselben Weise wie bei der Bolometerdüse durchgeführt. Die hierbei erhaltenen Werte gelten selbstverständlich nur für eine bestimmte Länge der Schlauchleitung. Abb. 7 gibt in den Kurven *b* und *c* die Werte wieder, die sich bei 280 Hz und den Schlauchlängen 120 cm und 135 cm ergaben.

Da zwischen dem Schalldruck an der Sondenöffnung, d. h. am Meßpunkt, und demjenigen an der Düsenöffnung eine lineare Beziehung besteht, lassen sich die für verschiedene Leitungslängen gefundenen Eichkurven proportional aufeinander reduzieren. Ein Beispiel dafür geben die mit einem Kreuz bezeichneten Punkte in der Kurve *b*, welche die in diese Kurve reduzierten Werte der Kurve *c* darstellen. Für relative Schallmessungen besitzt demnach eine für die betreffende Frequenz festgestellte Eichkurve für jede beliebige Schlauchlänge Gültigkeit.

Wie oben dargestellt, setzt sich die Empfindlichkeit des Gerätes aus derjenigen des Systems

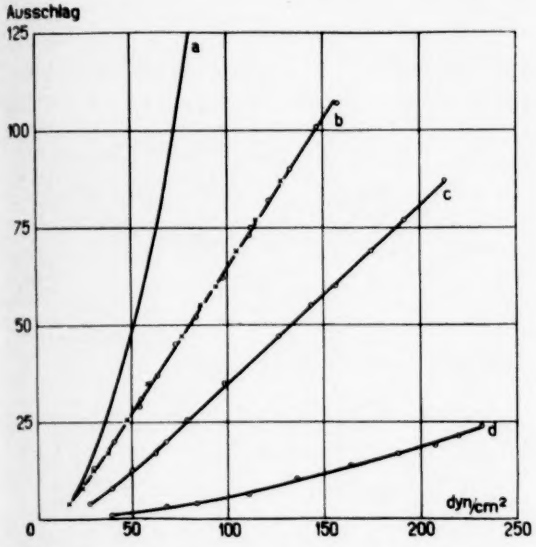

Abb. 7. Eichkurven der verschiedenen Schalldüsen bei 280 Hz

a Bolometerdüse (entspricht Kurve a aus Abb. 5),
b Bolometersonde (Schlauchlänge 120 cm),
c Bolometersonde (Schlauchlänge 135 cm),
d Gleichrichterdüse

Als Abszisse ist der effektive Schalldruck aufgetragen, als Ordinate bei *a*, *b*, *c* der Galvanometerausschlag in Skalenteilen bei *d* der Libellenausschlag in mm (1 mm = 2,5 dyn/cm²)

Düse-Bolometer und aus den Resonanzeigenschaften der Schlauchleitung zusammen. Da die Konstruktion des eigentlichen Meßteiles dieselbe ist wie bei der Bolometerdüse, ergeben sich auch hier ähnliche Verhältnisse bei der Untersuchung verschiedener Frequenzen. Zwischen 280 und 1700 Hz durchgeführte Beobachtungen zeigen ebenfalls eine abfallende Frequenzkurve.

Die zur Erregung der Schallschwingungen in der Leitung notwendige Energie wird naturgemäß dem Schallfeld entzogen, und zwar um

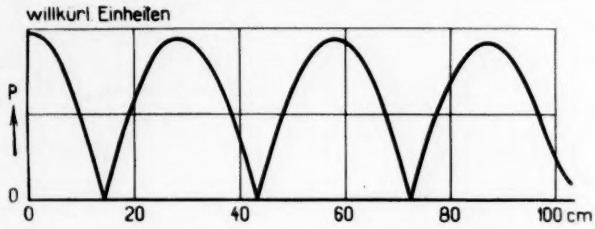

Abb. 8. Schalldruckverteilung im einseitig geschlossenen Resonanzrohr
Höhe des erregenden Tones: 595 Hz

so mehr, je besser die Leitungslänge auf die erregende Frequenz abgestimmt ist. Durch Vermeidung der Resonanz kann der Energieentzug sehr gering gehalten werden, die Gesamtempfindlichkeit des Gerätes verkleinert sich dementsprechend.

In Abb. 7 sind zum Vergleich außer den bereits erwähnten Eichkurven *b* und *c* auch noch die Kurven der Bolometerdüse (*a*) und der anfangs beschriebenen Gleichrichterdüse (*d*) für 280 Hz eingetragen. Für die Kurve *d* wurde dabei im Ordinatenmaßstab 1 mm Libellenausschlag (2,5 dyn/cm²) gleich 1 Skalenteil Galvanometerausschlag gesetzt.

5. Anwendungsbeispiele

Als Anwendungsbeispiele für die zuletzt beschriebene Bolometersonde seien zum Schluß einige Bestimmungen von Schallfeldverteilungen in Resonatoren angeführt. Diese wurden im freien Schallfeld einer auf die betreffende Eigenfrequenz des Resonators abgestimmten und konstant gehaltenen Tonquelle (Flaschenton) erregt. Zur Ausmessung wurde die Sonde durch geeignete Öffnungen in den Resonator eingeführt.

a) Zylindrisches Resonanzrohr

Abb. 8 gibt die Druckverteilung in der Mittelachse eines dickwandigen Rohres von 100 cm

Länge und 5,7 cm innerem Durchmesser wieder. Das Rohr war vorne offen und hinten durch eine 3 mm dicke Platte, in der sich die Einführungsöffnung für die Sonde befand, abgeschlossen. Naturgemäß mußte in diesem Falle als Sonde ein längeres Rohr verwendet werden, welches sich durch den ganzen Resonator hindurchführen ließ. In der Abb. ist die durch die Dämpfung hervorgerufene Abnahme der Maxima gegen das offene Rohrende hin deutlich erkennbar.

b) Kugelresonator ohne Hals

In Abb. 9 ist die Druckverteilung in einem Kugelresonator und in der Umgebung seiner Öffnung dargestellt. Dabei ist der Schalldruck in willkürlichen Einheiten über einer Mittelebene des Resonators aufgetragen. Der Durchmesser der Kugel betrug 14,5 cm, derjenige der Öffnung 5,7 cm. Die Einführung der Sonde erfolgte luftdicht durch verschiedene (im unbenutzten Zustand verschlossene) Öffnungen oder auch durch die große Resonatoröffnung. Der Unterschied der Meßwerte bei Messungen an einem Meßpunkt, aber bei verschiedenen Stellungen der Sonde war stets zu vernachlässigen.

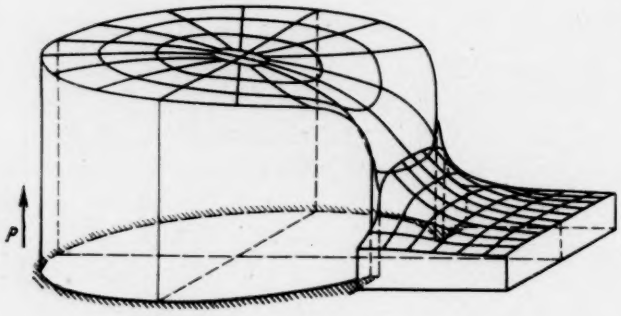

Abb. 9. Schalldruckverteilung im Kugelresonator
Höhe des erregenden Tones: 330 Hz

c) Kubischer Resonator

Der verwendete Resonator besaß die lichten Maße 130/106/86 mm. Die Wandungen waren so stark, daß auf keinen Fall ein störendes Mitschwingen derselben möglich war. Die Resonatoröffnung war kreisrund (Ø 40 mm) und lag in der Mitte der Fläche mit 106/86 mm so daß die größte Länge des Resonators in der Achsrichtung der Öffnung verlief. Die Sonde wurde durch kleine Öffnungen, die auf der Rückseite angeordnet waren, eingeführt.

Bei der Erregung des Resonators durch seinen Grundton (300 Hz) ergibt sich ein ähnliches Bild wie bei dem Kugelresonator: ziemlich konstanter Druck in der hinteren Hälfte, im vorderen Teil schwacher Abfall in Richtung der Öffnung und starker Abfall in unmittelbarer Umgebung derselben.

Wird der Resonator mit einem Oberton (1415 Hz) erregt, so ändert sich die Druckverteilung wesentlich. Es bildet sich eine stehende Welle in Richtung der Längsachse. Im rückwärtigen Teil des Resonators zeigt diese einen völlig ungestörten Wellenteil mit einem Druckknoten, der im Abstand von $\lambda/4$ des erregenden Tones vor der Rückwand lag. Von hier aus steigt der Druck an den Rändern stark an, gegen die Öffnung zu jedoch in vermindertem Maße. Abb. 10 zeigt die Einzelheiten der Druckverteilung in der durch die Öffnung verlaufenden Mittelebene.

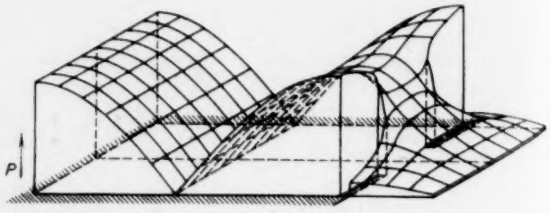

Abb. 10. Schalldruckverteilung im kubischen Resonator
Höhe des erregenden Tones: 1415 Hz

Die obigen Schallfeldbestimmungen sind hier nur als Beispiele für die Anwendungsmöglichkeit der Bolometerdüse angefügt. Für Resonatoren mit größeren Abmessungen können in derselben Weise die beiden anderen Schalldüsen verwendet werden, weil dort deren Vo-

lumen keine maßgebende Änderung im Resonator hervorruft. Für Feststellung von Resonanzkurven irgendwelcher Hohlkörper eignen sich besonders die Bolometerdüse und die Gleichrichterdüse. In diesem Falle braucht die Meßdüse nicht in den Resonator eingeführt, sondern nur in seine Wandung eingefügt zu werden, es spielt also das Volumen der Schalldüse keine Rolle. Die Gleichrichterdüse hat bei solchen Untersuchungen den Vorteil einfachster Meßanordnung. Durch empfindlichere Drucklibellen kann deren Meßbereich übrigens noch wesentlich erweitert werden.

Für die Durchführung der oft sehr schwierigen feinmechanischen Arbeit sind wir Feinmechanikermeister W. Wolf zu Dank verpflichtet.

Zusammenfassung

3 einfache Schalldruckmesser, die auf dem Prinzip der Schalldüse aufgebaut sind, werden beschrieben und ihre Empfindlichkeit, ihre Eichkurven und sonstigen Eigenschaften dargestellt. Die Düsen eignen sich ihrer Kleinheit wegen besonders zur Ausmessung von Resonatoren und sind für Schalldruckmessungen von etwa 15 μ bar an verwendbar. Als Anwendungsbeispiele werden einige punktweise Ausmessungen von Resonatoren mitgeteilt.

(Eingegangen am 15. Oktober 1936.)

Wirkungsweise, Eigenschwingung und Dämpfung von offenen zylindrischen Resonanzräumen vor Mikrophonen

Von G. H. Domsch, Berlin

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerkes der Siemens & Halske AG.

Mit 6 Abbildungen

Übersicht

Es wird über die Wirkung von Vorräumen vor Mikrophonen berichtet, Eigenschwingung und Dekrement der Räume werden ermittelt und auf deren Anwendung für selektive Schallempfänger wird eingegangen.

Bei den verschiedenen auf dem Markt befindlichen hochwertigen Mikrophonen, insbesondere den Kondensatormikrophonen, bemerkt man häufig einen meist zylindrischen Vorraum vor der Membran, der nach hinten durch die Membran selbst, nach vorn gewöhnlich durch eine Schutzgaze od. dgl. abgeschlossen ist. Ein solcher Vorraum bedeutet, wenn er nicht sehr flach ist, eine Verschlechterung der akustoelektrischen Eigenschaften des Kondensatormikrophons, denn die Erregung der Eigenschwingung der Luftsäule im Vorraum bewirkt eine Resonanzspitze im sonst geradlinigen Verlauf des Frequenzganges des Mikrophons. Diese Verschlechterung ist natürlich sehr unerwünscht, andererseits möchte man gern einen gewissen Vorraum zum Schutz der Membran gegen Verletzung vorsehen, oder man kann ihn — etwa aus konstruktiven Gründen — nicht völlig vermeiden.

Es kommen aber auch Fälle vor, in denen ein Anstieg der Mikrophonempfindlichkeit bei einer bestimmten Frequenz sogar erwünscht ist, sei es als Entzerrungsmaßnahme bei einem Mikrophon mit ungleichförmigem Frequenzgang oder zur starken Hervorhebung der Empfindlichkeit für eine bestimmte Frequenz (Resonanzmikrophon).

Die Lage dieser durch den Vorraum bedingten Resonanz läßt sich aus dessen geometrischen Abmessungen vorausberechnen.

Der Vorraum vor der Membran ist anzusehen als einseitig offene Pfeife (s. Abb. 1). Der Grundton solcher Pfeifen von der Länge L ist dadurch bestimmt, daß sich in der Röhre $^1/_4$ einer stehenden Welle ausbildet, d. h. also,

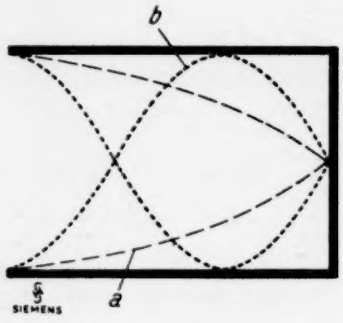

Abb. 1. Schwingungsform einer einseitig offenen Pfeife
a = Grundschwingung f_0 b = Oberschwinguug $3 f_0$

daß die Luftsäule in der Wellenlänge $\lambda = 4L$ bzw. mit der Frequenz $f_0 = \frac{c}{4L}$ schwingt, worin c die Schallgeschwindigkeit ist.

Diese einfache Beziehung gilt jedoch einigermaßen genau nur für Pfeifen, deren Länge L wenigstens 10mal größer als der Durchmesser D ist. Bei kürzeren Pfeifen, bei denen die Abmessungen der Luftsäule in einem Verhältnis $L/D < 10$ stehen, muß ein Korrekturglied zu der einfachen Pfeifengleichung zugefügt werden. Dies hat seinen Grund darin, daß der Schwingungsbauch der Viertelwellenlänge nicht genau in der Mündungsebene der Pfeife liegt, sondern in das angrenzende freie Medium hineinragt. Daher ist die Viertelwellenlänge der sich ausbildenden Grundschwingung tatsächlich größer als die Pfeifen-

länge und die Frequenz der Eigenschwingung somit niedriger, als die einfache obengenannte Gleichung angibt.

Die Vergrößerung der Wellenlänge der Pfeifenschwingung über die vierfache Länge L der Pfeife hinaus ist nicht abhängig von der absoluten Pfeifenlänge, sondern nur vom Verhältnis der beiden Dimensionen Durchmesser D und Länge L der Luftsäule in der Pfeife. Geometrisch ähnliche Luftsäulen, gleichgültig welcher absoluten Länge, fordern also den gleichen Korrekturfaktor für die Berechnung ihrer Eigenschwingung.

Aus systematischen Messungen der Eigenschwingungen von zylindrischen Vorräumen verschiedener Länge und verschiedenen Durchmessers, die mit einem Meßkondensatormikrophon abgeschlossen waren, haben wir eine Kurve abgeleitet, die es gestattet, lediglich aus dem Verhältnis L/D des gegebenen Vorraumes den Korrekturfaktor K zu gewinnen (s. Abb. 2) [1]). Setzt man diesen in die obenerwähnte Pfeifengleichung ein, so kann man die zu erwartende Eigenfrequenz des Vorraumes errechnen zu

$$f_0 = K \frac{c}{4L} \text{ Hz} .$$

Bei einem Dimensionsverhältnis der Luftsäule $L/D > 10$ wird der Korrekturfaktor nahezu 1, und die Eigenschwingung wird praktisch unabhängig vom Durchmesser der Röhre. Diese Erscheinungen sind bereits bei RAYLEIGH in theoretischer Form behandelt worden [2]). Als „Mündungskorrektion" wird dort eine vergrößerte Pfeifenlänge $L+\alpha$ in die Gleichung für die Eigenfrequenz der Pfeife eingesetzt, wobei für α der Wert $\alpha = 0{,}41\ D$ angegeben wird. Die Eigenfrequenz berechnet sich also bei RAYLEIGH zu

$$f_0 = \frac{c}{4\,(L + 0{,}41\ D)} .$$

Dieser Ausdruck kann folgendermaßen geschrieben werden:

$$f_0 = \left(\frac{L/D}{L/D + 0{,}41}\right) \cdot \frac{c}{4L} = K' \cdot \frac{c}{4L} .$$

Der Korrekturfaktor K' ist also, wie der Faktor K, eine Funktion von L/D. In Abb. 2 ist der Faktor K' mit eingetragen (punktierte Linie). Der Charakter beider Kurven ist sehr ähnlich, die Absolutwerte unterscheiden sich allerdings um einen kleinen Betrag. Diese Differenz ist vielleicht darauf zurückzuführen, daß die RAYLEIGHsche Theorie die Mündung als in einer unendlichen festen Ebene liegend annimmt.

Als Anwendungsbeispiel sei ein uns vorliegendes Kondensatormikrophon mit einem

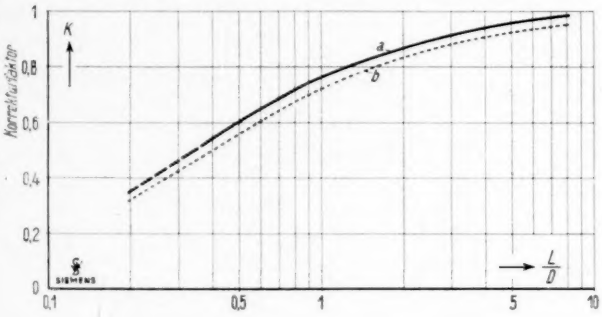

Abb. 2. Ermittlung des Korrekturfaktors

a = experimentell gefundene Korrektur
b = von Rayleigh berechnete Korrektur

Vorraum vom Durchmesser $D = 4{,}2$ cm und der Tiefe $L = 1{,}8$ cm betrachtet. Es ist $L/D = \frac{1{,}8}{4{,}2} = 0{,}43$, womit sich aus Abb. 2 der Wert für den Korrekturfaktor zu $K = 0{,}56$ ergibt. Die Resonanzfrequenz des Vorraumes beträgt also

$$f_0 = 0{,}56\ \frac{34000}{4 \cdot 1{,}8} = 2650 \text{ Hz} .$$

Die Aufnahme der Frequenzkurve dieses Mikrophons im freien Schallfeld ergab einen Verlauf, wie er in Abb. 3 wiedergegeben ist. Man erkennt die ausgeprägte Resonanz bei etwa 2600 Hz als gute Bestätigung der Rechnung.

Will man einen selektiven Schallempfänger herstellen, so kann man die Resonanzwirkung solcher pfeifenrohrähnlicher Vorräume dazu benutzen, das Mikrophon besonders empfindlich

[1]) Bei sehr flachen Vorräumen mit dem Verhältnis $L/D < 0{,}4$ wird die Genauigkeit der Kurve geringer, was durch Strichelung angedeutet ist.

[2]) Lord RAYLEIGH, Theory of Sound, Bd. II, § 307. S. a. GEIGER u. SCHEEL, Hdb. Physik, Bd. VIII, Akustik, Kap. 5.

für eine bestimmte Frequenz zu machen. Die zu einer gewünschten Resonanzfrequenz gehörige Rohrlänge kann man für einen gegebenen Mikrophon- bzw. Rohrdurchmesser unmittelbar aus Abb. 4 entnehmen. Die Kurven gelten für normale Zimmertemperatur. Sie enthalten bereits den Korrekturfaktor K, was sich in dem

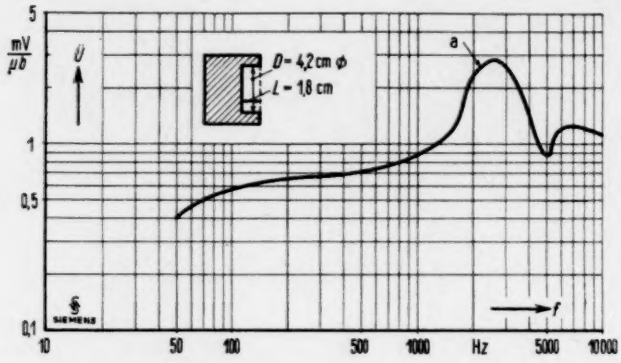

Abb. 3. Feldeichung eines Kondensatormikrophons

a = Vorraum-Resonanz
$\ddot{U}$ = Übertragungsmaß

Auseinanderlaufen der Kurven bei kurzen Rohrlängen ausdrückt.

Eine in der angeführten Literatur erwähnte Erniedrigung der Schallgeschwindigkeit durch Reibung an den Rohrwänden soll dahin wirken, daß von zwei Pfeifenrohren gleicher Länge das Rohr mit dem engeren Durchmesser infolge der größeren Reibung eine niedrigere Schallgeschwindigkeit und damit eine tiefere Eigenfrequenz hat als das weite Rohr. Wir konnten diese Erscheinung jedoch nicht beobachten. Jedenfalls ergaben die Messungen an den von uns benutzten Rohrlängen stets nur die Abhängigkeit der Eigenfrequenz von der Länge L und dem Verhältnis L/D (das als der Korrekturfaktor K eingeht). Es zeigte also bei gleicher Länge L das Rohr mit dem engeren Durchmesser eine höhere Eigenfrequenz als das weite Rohr (s. Abb. 4). Das läßt darauf schließen, daß bei den von uns untersuchten verhältnismäßig kurzen Rohrlängen der Einfluß der rohrverlängernd wirkenden Mündungskorrektion den entgegengesetzten Einfluß der durch das engere Rohr erniedrigten Schallgeschwindigkeit überwiegt.

Die Resonanzüberhöhung ϱ bzw. das logarithmische Dekrement $d = \frac{\pi}{\varrho}$ der Eigenschwingung der Luftsäule ist ein Maß für die Selektivität des Resonanzempfängers. Es wurden bei verschiedenen Längen und Durchmessern der Luftsäulen die Resonanzkurven bei Abschluß mit einem Kondensatormikrophon aufgenommen und daraus die Dekremente berechnet. Es zeigt sich, daß das Dekrement ebenfalls abhängig ist vom Dimensionsverhältnis L/D der Luftsäule vor dem Mikrophon, und nicht etwa von deren Länge allein. In Abb. 5 ist das Dekrement in Abhängigkeit vom Verhältnis L/D aufgetragen.

Bei genügender Pfeifenlänge treten Oberschwingungen in der Luftsäule auf, die bei der hier vorliegenden gedeckten Pfeife bekanntlich ungerade Vielfache der Grundschwingung sind (s. Abb. 1). Bei einer Pfeifenlänge gleich dem Durchmesser beginnt die erste Oberschwingung $3\,f_0$ sich auszubilden, bei einer

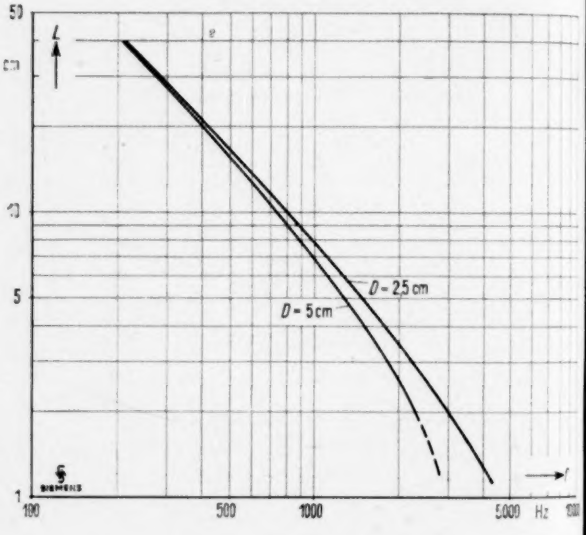

Abb. 4. Ermittlung der Rohrlänge für Resonanzempfänger

D = Rohrdurchmesser f = Resonanzfrequenz
L = Rohrlänge

Länge gleich dem fünffachen Durchmesser trat auch die 2. Oberschwingung mit der Frequenz $5\,f_0$ auf. In Abb. 6 ist der gemessene Frequenzverlauf bei Verwendung eines Rohres mit dem Dimensionsverhältnis $L/D = 2$ dar-

gestellt. Grund- und 1. Oberschwingung treten stark in Erscheinung. Ihre Frequenzen verhalten sich erwartungsgemäß wie 1:3.

Daß das Dekrement der Eigenschwingung des Vorraumes des in Abb. 3 gezeigten Mikrophons größer ist als es bei den vorliegenden Dimensionen des Vorraumes aus der Kurve in Abb. 5 sich ergeben würde, liegt daran, daß die Öffnung des Vorraumes mit Gaze überspannt war, woraus sich eine zusätzliche Dämpfung ergibt.

Aus der Abnahme der Dämpfung mit zunehmendem Verhältnis L/D gemäß Abb. 5 ergibt sich, daß man bei einer bestimmten verlangten Resonanzfrequenz des selektiven Empfängers um so schärfere Resonanzkurven und damit bessere Selektion erhält, je geringer man den Rohrdurchmesser wählt.

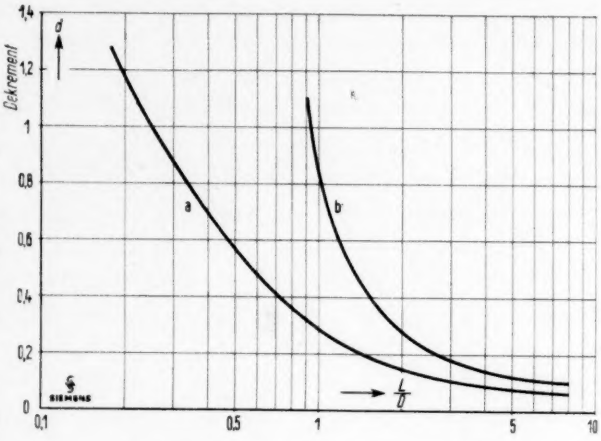

Abb. 5. Ermittlung der Dämpfung

a = Dämpfung der Grundschwingung
b = Dämpfung der ersten Oberschwingung

Zusammenfassung

Schwingungsfähige Gasvolumina vor Mikrophonen, wie sie z. B. durch rohrähnliche Vorräume vor der Mikrophonmembran dargestellt werden, beeinflussen den Frequenzgang der Mikrophone in der Weise, daß bei der akustischen Erregung der Eigenschwingung dieser Vorräume ein Anstieg der Mikrophonempfindlichkeit hervorgerufen wird. Die Frequenz dieser Eigenschwingung kann berechnet werden aus der Rohrlänge L und einem Korrekturfaktor, der vom Verhältnis Länge L : Durchmesser D des Rohres abhängig ist; das Dekrement erweist sich als nur vom Verhältnis L/D abhängig. Dabei ergibt sich für Grund- und Oberschwingungen ein verschieden rasches Zunehmen des Dekrementes mit abnehmendem Verhältnis L/D. Die Zusammenhänge werden in Kurven dargestellt, die z. B. für den Entwurf von Resonanzmikrophonen nützlich sind.

(Eingegangen am 11. November 1936.)

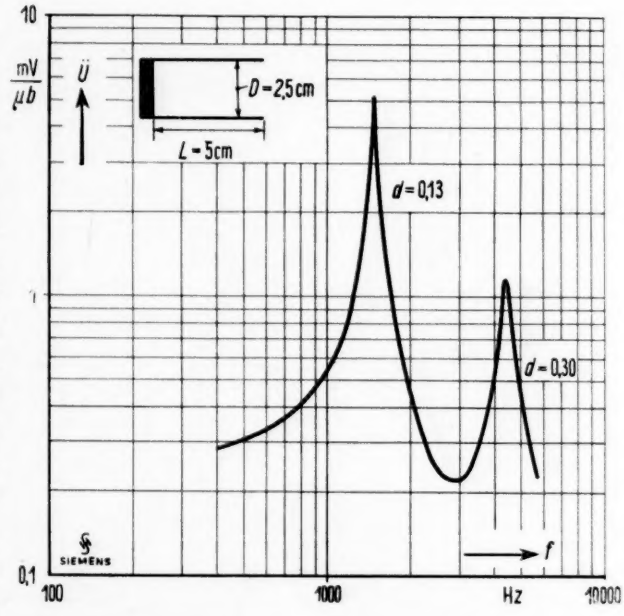

Abb. 6. Frequenzgang eines selektiven Schallempfängers

$Ü$ = Übertragungsmaß
d = Dekrement
L = Rohrlänge
D = Rohrdurchmesser

Über Frequenzkurven von Geigen[1]

Von Hermann Meinel, Berlin

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin

Mit 16 Abbildungen

Einleitung

In den bisher[2]) zur Klanggüte von Geigen veröffentlichten Arbeiten wurde versucht, die Merkmale musikalisch guter Geigen durch harmonische Analyse verhältnismäßig weniger Klänge oder durch Aufnahme einiger Schwingungsformen der Geigenkörper zu finden. In vorliegender Arbeit wird gezeigt, daß man ein aufschlußreiches Bild der klanglichen Güte von Geigen erhalten kann, wenn man ihre Frequenzkurven aufnimmt. Dann wird noch auf die Nützlichkeit der Aufnahme von Frequenzkurven bei der Untersuchung einiger anderer Probleme der Geigenforschung — des Lackes, der Stimme, der Wölbung und Zargenform des Geigenkörpers, der Eigenfrequenzen des vom Geigenkörper eingeschlossenen Luftraumes und des Dämpfers — hingewiesen. Weiter wird die Brauchbarkeit von Frequenzkurven elektrodynamisch erregter Geigen besprochen. Schließlich werden noch einige Meßergebnisse der Richtwirkung von Geigen, die für die Beurteilung der Frequenzkurven beachtet werden muß, bekanntgegeben.

I. Beschreibung des experimentellen Arbeitens

Es ist bekannt, daß durch Änderungen der Anstrichbedingungen — d. h. vor allem durch Änderung des Bogendruckes, der Bogengeschwindigkeit, der Strichbreite und der Streichstelle — die Klangfarbe von Streichinstrumenten erheblich beeinflußt werden kann. Da

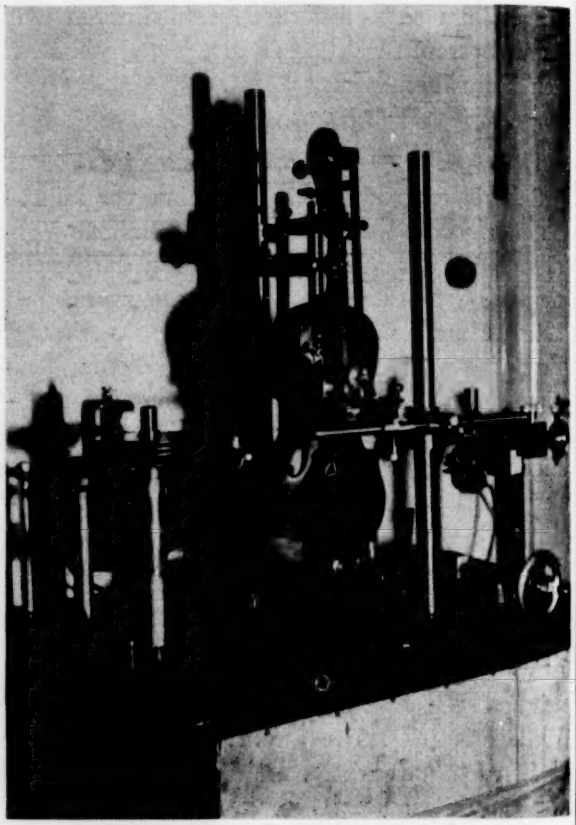

Abb. 1. Anstreichvorrichtung

es erfahrungsgemäß nicht gelingt, beim Anstrich mit der Hand die Anstrichbedingungen in genügendem Maße über einen genügenden Zeitraum hinweg konstant zu halten, wurde zur Herstellung einwandfreier Versuchsbedingungen eine Anstrichvorrichtung gebaut, vgl. Abb. 1.

[1]) Ein beträchtlicher Teil der vorliegenden Arbeit enthält zusammen mit der in der Elektr. Nachr.-Techn. 1937 veröffentlichten Leipziger Dissertation 1935 die wesentlichsten Ergebnisse der Arbeit, die der Preußischen Akademie der Wissenschaften am 31. XII. 1935 für ihr Preisausschreiben 1936 eingereicht wurde und die den Preis erhielt.

[2]) Inzwischen hat H. Backhaus (vgl. Akust. Z. 1 (3), 1936) eine Arbeit über Resonanzeigenschaften von Geigen veröffentlicht.

Sie ähnelt der Vorrichtung, die im Laufe einer anderen Arbeit gebaut wurde [1]), und gestattet, durch Verwendung beweglicher Platten die Geigensaiten einzeln mit gewünschtem Druck, der durch eine Federwaage gemessen wird (er betrug für die g- und d^1-Saite 55 g, für die a^1- und e^2-Saite 40 g), an ein endloses, federndes Streichband, das aus wenigen Fäden besonders bearbeiteter Seide [2]) besteht, heranzuführen. Es läuft in Nuten auf zwei Drehscheiben, die durch einen Synchronmotor angetrieben werden. Die Geschwindigkeit betrug 40 cm/s^{-1}. Zur Einstellung der verschiedenen Frequenzen werden die Saiten durch einen gefederten, mit Gummi und weichem Leder belegten Druckbolzen [3]) verkürzt, der über dem Griffbrett verschiebbar angebracht ist und ähnlich dem menschlichen Finger die Saiten niederdrückt. Die Einhaltung der Streichbreite (2 mm) und der Streichstelle (26 mm vom Steg entfernt) bietet keine Schwierigkeiten. Alle untersuchten Geigen waren mit Saiten gleicher Art bezogen.

Während der Untersuchungen behielt das Kondensatormikrophon, das etwa 90 cm von der Längsachse der Geige entfernt in Höhe der F-Löcher aufgestellt war, seine Stellung zur Geige bei, um Fehler durch Richtwirkungserscheinungen zu vermeiden. Gemessen wurde in einem Winkel von 315° zur Geigenebene (vgl. dazu Abb. 16a), der der wohl wichtigsten Abstrahlungsrichtung entspricht. Sie führt bei normaler Spielhaltung vom Geigensolisten ohne Reflexion unmittelbar in die Zuhörerschaft. Die Messungen erfolgten im gedämpften Raum des Instituts; es wurden also nur die unmittelbar von der Geige herrührenden Schalldruckamplituden gemessen. Sie ließen sich mit Hilfe der Mikrophonkonstanten und eines 1000-Hz-Senders bekannter Amplitude leicht in absolute Werte umrechnen.

Zur Aufnahme von Frequenzkurven wurden mit Hilfe des GRÜTZMACHERschen Suchtonverfahrens [1]) die Amplituden tiefer Teiltöne gemessen. Schreitet man dabei in kleinen Intervallen vorwärts, wobei wegen der geringen Dämpfung der Geige im allgemeinen mindestens solche von $^1/_8$ Ganzton notwendig sind, so gelangt man zu brauchbaren Frequenzkurven.

Zur Haltevorrichtung für die Geige ist noch eine Erklärung notwendig. Anfangs wurden die Geigen am unteren Klotz links und rechts vom Saitenhalterknöpfchen eingespannt [2]), also an einer massiven Stelle, die einen vernachlässigbar geringen Einfluß auf den Klang erwarten lassen sollte. Eingehende Versuche zur Reproduzierbarkeit von Frequenzkurven haben jedoch gezeigt, daß wohl die Reproduzierbarkeit bei den meisten, aber nicht bei allen Frequenzen ausreicht. Die Amplituden einer Reihe von Klängen waren von der Art der Einspannung teilweise erheblich abhängig. Diese Tatsache führte schließlich zu einer neuen Haltevorrichtung (Halterung) für den unteren Teil der Geige. Die Geigen sind mit einer Ausnahme (*M VII* Abb. 2 und 14) bei den vorliegenden Untersuchungen mit dem Knöpfchen gegen eine weiche Gummiunterlage gedrückt und nur am Halse eingespannt worden. Erst

[1]) Dissertation Leipzig 1935 (s. Eingangsanmerkung). Zwei drehbare Kreisscheiben für das Streichband, die für die Geigenuntersuchungen passend einzurichten waren, fand ich seinerzeit vor.

[2]) Diese Streichbänder sind haltbarer als die früher verwendeten (vgl. Dissertation) aus Metalldraht. Ähnliche Fäden finden für Musiksaiten und Angelschnüre Verwendung.

[3]) Nach früherem Arbeiten mit anderen Vorrichtungen ging ich hier zu diesem Druckbolzen über, um unter möglichst natürlichen Verhältnissen und mühelos die Frequenzen ändern zu können. Zwar erniedrigt sich bei dieser Anordnung der Streichbanddruck mit der Verschiebung des Druckbolzens nach dem Steg, weil die Saite durch das Niederdrücken auf das Griffbrett vom Streichband etwas entfernt wird. Durch Nachstellen des Streichbandes ließe sich dieses Entfernen leicht aufheben. Es beträgt aber bei der Streichstelle nur Bruchteile von Millimetern. Weiter sind bedeutende Änderungen des Druckes zur Erzielung merklicher Änderungen der Klangspektren notwendig, vgl. auch die ähnlichen Ergebnisse Abotts (R. B. Abott, J. Acous. Soc. Am. 7 (2) (1935), S. 111ff.). Die Fehler, die man macht, wenn man das Streichband nicht nachstellt, liegen daher deutlich innerhalb der sonstigen Fehlergrenzen.

[1]) M. GRÜTZMACHER, Elektr. Nachr.-Techn. 4 (1927), S. 534.

[2]) Vgl. Abb. 1.

diese Art der Halterung brachte bei allen Frequenzen befriedigende Reproduzierbarkeit mit sich. Über den Einfluß der Halterung, der hauptsächlich im Gebiete zwischen 350 und 500 Hz sehr deutlich wurde, geben die Frequenzkurven Abb. 14a (alte Halterung) und Abb. 4a (neue Halterung) Auskunft.

II. Experimentelle Ergebnisse

a) Allgemeines

Die Abb. 2 zeigt die Amplituden der ersten vier Teiltöne einer normalen Geige *M VII*. Auf der Abzisse sind die Frequenzen im logarithmischen Maßstabe aufgetragen. Die Ordinate

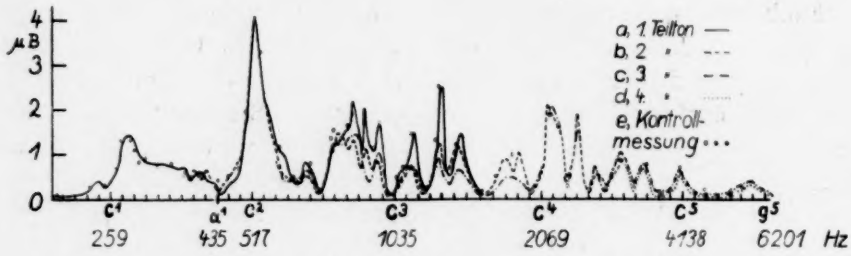

Abb. 2. Frequenzkurven der Geige *M VII 1*, von verschiedenen Teiltönen gewonnen

enthält die Schalldruckamplitude (in μ B $\doteq$ dyn cm^{-2}) (entgegen der meistens anzutreffenden Darstellungsweise) in linearem Maßstab. Dieser läßt die Eigenfrequenzen deutlicher erkennen; dann scheint es auch so zu sein, daß Amplitudenänderungen bei den Teiltönen für die Klangfarbe — nicht für die subjektiv wahrgenommene Intensität — mehr linear als logarithmisch gewertet werden müssen. Die angegebenen Frequenzen entsprechen der temperierten Stimmung.

Die für die Teiltöne verschiedener Ordnungszahl aber gleicher Frequenz gemessenen Amplituden stimmen im allgemeinen recht gut miteinander überein. Manchmal kann man fast von Identität sprechen, so im Bereich von a¹ bis f² und h³ bis cis⁵. Daß, besonders beim ersten Teilton, im dazwischenliegenden Gebiet manchmal stärkere Abweichungen auftreten, hatte im wesentlichen meßtechnische Gründe. Es kommt vor allem daher, daß erst von einer Grundtonfrequenz f² ab bei dieser Kurve die Untersuchungen in sehr kleinen Intervallen durchgeführt wurden. Es werden also im Gebiete über f² Grundtonamplituden mit Amplituden von Obertönen verglichen, die zu tieferen Grundtonfrequenzen gehören und deshalb in weiteren Intervallen aufgenommen wurden. Hieraus ergeben sich bei den verhältnismäßig schmalen Resonanzkurven zwangsläufig Abweichungen. Sie werden, wie spätere Stichproben gezeigt haben, tatsächlich geringer, wenn man für alle Teiltöne die Klanguntersuchungen in genügend kleinen Frequenzintervallen durchführt. Zwar lassen sich auch einige Verschiedenheiten zwischen Amplituden von Teiltönen verschiedener Ordnungszahl aber gleicher Frequenz nicht beseitigen. Sie sind z. B. darin begründet, daß die zum Vergleich stehenden gleichen Frequenzen nie von der gleichen Saite und gleichen Saitenlänge herrühren. Doch ist der Einfluß dieser Verschiedenheiten auf die Schalldruckamplituden, wie deren gute Übereinstimmung zeigt, offenbar gering, so daß er gegenüber dem größeren Einfluß der Eigenfrequenzstellen (bei denen die Schalldruckamplitude ein sehr beträchtliches Maximum erreicht) hier vernachlässigt werden kann.

Diese Übereinstimmungen der Amplituden von Teiltönen verschiedener Ordnungszahl gleicher Frequenz vereinfachen die Verhältnisse sehr. Es genügt, die Amplituden eines Teiltones in Abhängigkeit von der Frequenz zu messen, um eine brauchbare Frequenzkurve zu bekommen. Im wesentlichen nur aus rein praktischen Gründen wurden nicht die Amplituden eines einzigen Teiltones benutzt, sondern für alle folgenden Frequenzkurven von g—e³ die Amplituden des 1., von e³—e⁴ die des 2., von e⁴—h⁴

die des 3. und von h^4 bis zu den höchsten Frequenzen die Amplituden des 4. Teiltones gemessen. Von a^4 ab wäre es ohnedies unmöglich gewesen, mit dem 1. Teilton weiterzuarbeiten, weil die üblichen Geigengriffbretter nicht weiter reichen.

Unseren Frequenzkurven kommt noch eine besondere Bedeutung zu. Sie lassen in guter Näherung sämtliche Klangspektren der untersuchten Geigen ablesen. Man sucht die Frequenzlage der einzelnen Teiltöne des Klanges in der Frequenzkurve auf und stellt aus den dort vorgefundenen Amplituden das Klangspektrum zusammen.

Beim Lesen von Frequenzkurven ist noch zu berücksichtigen, daß man dem musikalischen Eindruck einer Geige näherkommt, wenn man sich durch ihre Frequenzkurve eine ausgleichende Linie gezogen denkt, die die Maxima und Minima wegschneidet, die nicht bei musikalisch gebrauchten Frequenzen liegen.

Die Reproduzierbarkeit der Frequenzkurven wurde eingehend nachgeprüft, die Ergebnisse waren recht befriedigend. Als Beispiel sei eine Kontrollmessung für den 1. und für einige Werte des 3. Teiltones angegeben (vgl. die kleinen Kreise der Abb. 2e), die mehrere Tage später als die ursprüngliche Messung gemacht wurde. In ihr sind also neben den sonst bei der Einstellung der Erregungsbedingungen möglichen Fehler auch Fehler eingeschlossen, die vom Einfluß der Luftfeuchtigkeitsänderungen herrühren.

Die Aufnahme der Frequenzkurven wurde bereits zur Klärung einiger Fragen benutzt.

1. Holzdicke und Klanggüte von Geigen

Den meisten Geigenbauern ist bekannt, daß die Holzdicke des Geigenkörpers einen erheblichen Einfluß auf die Klangqualität der Geige ausübt. In der Abschätzung seiner Bedeutung gegenüber anderen Möglichkeiten, den Klang zu ändern — zu denen vor allem Änderungen der Geigenform, der Stimme, des Steges, des Balkens, der Zargen, des Lackes, der Größe und Form des Luftraumes und der F-Löcher gehören —, herrschen dagegen aus Mangel an wissenschaftlichen Arbeiten noch recht verschiedene Ansichten.

Es wurden deshalb drei Geigen untersucht, vgl. Abb. 3, die in ihren Holzdicken beträchtlich verschieden waren. Die Geige *M II* weist übermäßig große Holzdicken auf und klingt hell, hart, schalmeienhaft näselnd, jedenfalls bei fast allen Klängen (mit Ausnahme einiger hoher) recht unangenehm. Die Geige *M VII* besitzt normale Holzdicken und wird allgemein als klanglich sehr vorzüglich bezeichnet. Die Geige *Sch II* besitzt dagegen ungewöhnlich geringe Holzdicken, ihr Klang wird als zu hohl, zu dumpf, ebenfalls als unangenehm empfunden.

Die Frequenzkurven der drei Geigen weisen ganz erhebliche Unterschiede auf. Bei der Geige *M II* besitzt erst das e^2 eine genügend große Grundschwingung, da bis es^2 die Amplituden sehr gering sind. Die hohen Frequenzen sind dagegen mit annähernd normaler Amplitude vorhanden. Hieraus wird die subjektiv wahrgenommene zu helle, harte, schlechte Klangfarbe dieser Geige *M II* verständlich.

Die Frequenzkurve der Geige *M VII* läßt in der starken Steigerung der Amplituden im Gebiete von g—es^2 bei annähernd gleichbleibenden Amplituden der hohen Frequenzen auch ohne Anführung von Beispielen sofort erkennen, daß sich in den Klangspektren das Gewicht außerordentlich stark zugunsten der tieferen Teiltöne und vor allem des Grundtones verschoben hat. Betragen doch die Grundtonamplituden des großen Frequenzbereiches von cis^1—es^2 bei der Geige *M VII* meistens mehr als das 10fache der Grundtonamplituden der Geige *M II*. Eine solche Steigerung der wichtigen Grundtonamplitude muß sich natürlich auch in der Klangfarbe sehr stark bemerkbar machen. Der Klang wird wesentlich voller und weicher. Selbst in der Klangstärke unterscheiden sich die beiden Geigen beträchtlich voneinander. Die Geige *M II* besitzt einen sog. „kleinen Ton", die Geige *M VII* einen „großen Ton".

Bei der Geige *Sch II* sind die Amplituden der tieferen Frequenzen weiter gestiegen, die tiefen Obertöne und besonders der Grundton

treten nunmehr zu stark hervor. Die meisten tiefen und mitleren Klänge werden deshalb als zu hohl, zu dumpf empfunden. Hieraus ergibt sich nebenbei, daß es ein besonders günstiges Verhältnis der einzelnen Teiltonamplituden geben muß, worüber ich bereits (vgl. Dissertation) quantitative Angaben machte. Die gewonnenen Ergebnisse mögen jedoch vor allem dazu dienen, den Einfluß der bei alten Geigen notwendiges „Futter", eine eingeleimte Holzverstärkung, einigermaßen rückgängig gemacht werden könnte). Da weiter die Maxima und Minima der Frequenzkurve mit nur wenigen Ausnahmen bei irgendwie abnehmender Holzdicke nach tieferen Frequenzen wandern[1]), ist beim Vorliegen einer Frequenzkurve auch ersichtlich, welchen näheren Einfluß eine Holzdickenveränderung auf die verschiedenen

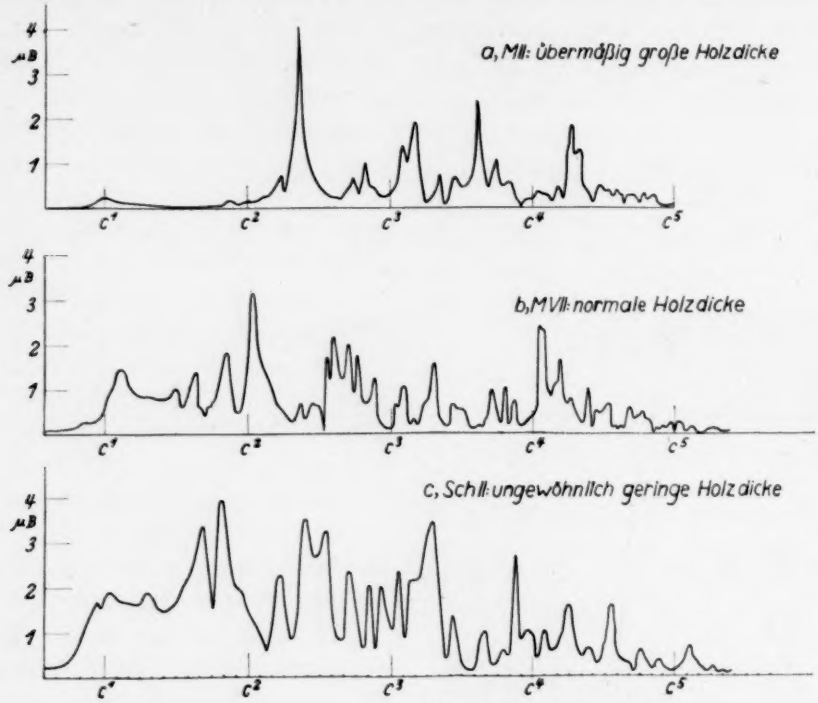

Abb. 3. Frequenzkurven von Geigen verschiedener Holzdicken

Holzdicke gegenüber anderen Möglichkeiten, den Klang zu ändern, abzuschätzen. Vorher soll aber noch kurz die geigenbautechnische Anwendung der Frequenzkurven besprochen werden.

Sobald zahlreiche Frequenzkurven von hervorragenden Geigen und damit gute Vergleichsmöglichkeiten vorliegen, kann der physikalisch gebildete Geigenbauer nach Aufnahme der Frequenzkurve seiner Geige erkennen, ob sie noch zu große Holzdicken besitzt (was sich verhältnismäßig leicht beheben läßt) oder ob sie für das verwendete Resonanzholz bereits zu schwach ausgearbeitet ist (was nur durch ein bei vielen Geigenbauern streng verpöntes und meistens nur Klänge haben wird. Eine geringe Verminderung der Holzdicke der Geige *M VII* würde z. B. die Grundtonamplitude des a^1-Klanges in günstigem Maße erhöhen, die des c^2-Klanges auf einen zu hohen Wert bringen — was sich besonders unangenehm machen wird, wenn man das c^2 auf der g-Saite spielt — und die bisher günstige Grundtonamplitude des cis^2-

[1]) Vgl. Dissert. Leipzig 1935 (s. Eingangsanmerkung). Als bisheriges Ergebnis noch laufender Untersuchungen möchte ich diesen früheren Ergebnissen hinzufügen, daß sich durch bestimmte Holzdickenverteilungen einige Maxima hervorheben bzw. zurückdrängen, oder in mehrere aufspalten bzw. mehrere Maxima zu einem zusammenfassen lassen.

Klanges herabsetzen. Die Frequenzkurven werden also beim Bau von Geigen und natürlich auch bei der Beurteilung von (alten und neuen) Geigen gute Dienste leisten. Vom anzustrebenden Ziel, die Frequenzkurve einer Geige der einer anderen bis in alle Einzelheiten angleichen zu können, sind wir allerdings noch ein gutes Stück entfernt, dazu bedarf es eingehender Untersuchungen aller Faktoren, die die Frequenzkurve beeinflussen.

2. Über den Einfluß des Geigenlackes

Darüber werden ebenfalls noch recht verschiedene Ansichten angetroffen, von denen mangels wissenschaftlicher Forschungsergebnisse keine genügend begründet ist.

obenbeschriebenen ähnlichen Weise erfolgte. Nur wurden seinerzeit keine Frequenzkurven, sondern Klangoszillogramme aufgenommen und nach MADER analysiert. Der Einfluß eines harten Lackfilmes war nach diesen Untersuchungen noch geringer als der eines geschmeidigen Filmes.

Bei genauerem Vergleich der zwei Frequenzkurven für den unlackierten und den lackierten Zustand lassen sich aber doch Abweichungen feststellen, die bei der Reproduzierbarkeit dieser Kurven dem Einfluß des Lackes zugeschrieben werden dürfen und in Wirklichkeit gar nicht so nebensächlich sind. Vor allem scheint bedeutungsvoll zu sein, daß nach der Lackierung die Maxima fast aller Resonanz-

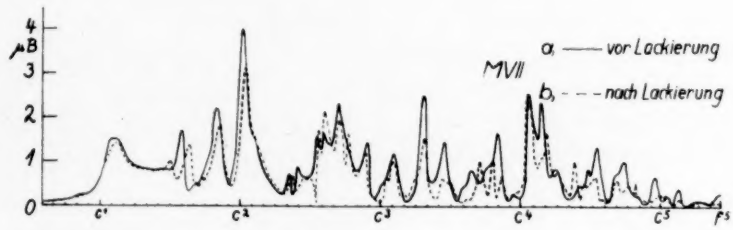

Abb. 4. Frequenzkurven der Geige *M VII* vor und nach der Lackierung

Zur Feststellung des Lackeinflusses wurden von der Geige *M VII* Frequenzkurven vor und nach der Lackierung (einschließlich genügendem Trocknen) aufgenommen. Die Lackierung erfolgte dabei in üblicher Weise mit Grundlack, Farblack und Überzugslack. Alle Lacke hinterließen einen geschmeidigen Film. Das Lösungsmittel war Äthylalkohol (C_2H_5OH), die Trocknung erfolgte mithin ziemlich rasch. Das Ergebnis zeigen die beiden Frequenzkurven der Abb. 4. Vor allem fällt die geringe Änderung der Frequenzkurve durch die Lackierung auf. Vergleicht man die Abb. 3 und 4 miteinander, so bemerkt man sofort, daß die durch Lackierung mit einem geschmeidigen Lack möglichen Änderungen der Frequenzkurve bei weitem geringer sind als die, die man durch Änderungen der Holzdicke erreichen kann. Das gleiche Ergebnis wurde schon früher bei der vorläufigen Untersuchung des Einflusses eines harten Lackfilmes festgestellt, die in einer der kurven niedriger geworden sind. Das deutet auf eine Erhöhung der Dämpfung durch die Lackierung hin, die sich in bezug auf die Einschwingungsvorgänge dahin äußern wird, daß die Klänge besser, d. h. in diesem Falle schneller ansprechen werden. Tatsächlich war das der, wenn auch nur gerade eben feststellbare, subjektive Eindruck. Die Lackierung setzt also danach die Dauer der Einschwingvorgänge herab. Weiter ist noch bemerkenswert, daß im allgemeinen bei hohen Frequenzen die Amplituden relativ stärker gefallen sind als bei tiefen. Man vergleiche z. B. die Amplituden des Frequenzgebietes f^1—c^5 mit denen des Gebietes fis^2—h^2. Aber auch bei den tieferen Frequenzen, z. B. bei den Tönen der g- und d^1-Saite ist deutlich zu erkennen, daß ihre Amplituden infolge der Lackierung relativ weniger gefallen sind als die der hohen Frequenzen. Es zeigt sich also, daß durch die Lackierung mit einem geschmeidigen Lack der Grundtonanteil im allgemeinen

ansteigt. Subjektiv wurden die Klänge nach der Lackierung als etwas wohllautender empfunden. Auch eine vordem eben noch bemerkbare geringe Rauhigkeit, die von den hohen Teiltönen herrühren konnte [1]), wurde nach der Lackierung nicht mehr festgestellt.

Nebenherlaufende Versuche, den Einfluß der Lackierung aus der Änderung des Elastizitätsmoduls und der Dichte an Fichtenholzstäben zu erklären, haben nicht zu befriedigenden Ergebnissen geführt. Es zeigte sich nur, daß die Dichte des einseitig lackierten Fichtenholzes durch die Lackierung um wenige Prozent stieg, wodurch die Eigenfrequenzen hätten sinken müssen. Der Elastizitätsmodul, der an den gleichen Fichtenholzstäben nach der Durchbiegungsmethode [2]) festgestellt wurde, stieg ebenfalls durch die Lackierung um wenige Prozent, wodurch die Eigenfrequenzen hätten steigen müssen. Innerhalb von einem Stück Fichtenholz, wie es zu einer Geigendecke verwendet wird, ändert sich der Elastizitätsmodul oft um 30% und noch mehr. Er ist in der Nähe der Deckenfuge gewöhnlich [3]) (d. h. wenn die Jahresringe des Holzes nach der Deckenfuge zu enger werden) am niedrigsten. Dann werden durch die Wölbung der Geige die Elastizitätsmoduln der verschiedenen Geigenkörperstellen im allgemeinen geändert, und der Unterschied zwischen größtem und kleinstem Elastizitätsmodul wird gewöhnlich erhöht. Da sich weiter zeigte, daß der Anstieg des Elastizitätsmoduls nach der Lackierung bei Stäben mit niedrigem Elastizitätsmodul größer ist als bei solchen mit hohem, schien es ziemlich aussichtslos zu werden, die durch die Lackierung hervorgerufenen Änderungen von Dichte und Elastizitätsmodul gegeneinander abzuschätzen. Ein bemerkenswertes Ergebnis dieser Versuche dürfte aber immerhin das sein, daß durch die Lackierung die örtliche Verschiedenheit des Elastizitätsmoduls wahrscheinlich etwas gemindert wird.

3. Über den Einfluß der Stimme

Unter der Stimme einer Geige versteht man ein zylinderförmiges Stäbchen Holz von etwa 6 mm Durchmesser, das ungefähr 2—4 mm unter dem rechten Stegfuß (d. h. nach dem Saitenhalter zu) die Geigendecke mit dem Boden verbindet. Ursprünglich mögen wohl statische Gründe für diese Einrichtung maßgebend gewesen sein, sie ist aber außerdem noch von erheblicher akustischer Bedeutung, für die vorläufig eine gutbegründete Erklärung fehlt. Daß vornehmlich die Stimme bei allen Frequenzen die Schwingungen der Decke auf den Boden überträgt, wie vielfach angenommen wird, scheint jedoch nicht sicher zu sein.

Den akustischen Einfluß der Stimme zeigen an einigen Beispielen die Frequenzkurven Abb. 5a—c, die von einer Geige *M IX* stammen, deren Stimme einmal verhältnismäßig locker, dann besonders straff eingesetzt war [1]) und auch ganz entfernt wurde [2]).

Es fällt auf, daß durch das Herausnehmen der Stimme gegenüber der normalen Art (locker oder straff eingesetzter Stimme) die Grundtöne vieler Klänge zurücktreten, während die hohen Teiltöne sehr viel stärker hervortreten. Geschieht das in so starkem Maße, wie im vorliegenden Falle, ist es natürlich mit

[1]) Vgl. Helmholtz, Tonempfindungen 1913, S. 193 und 310.

[2]) Kohlrausch, Praktische Physik zum Gebrauch für Unterricht, Forschung und Technik. 17. Aufl. 1935.

[3]) Hier dürfte eine Bestätigung empirisch gewonnener Ergebnisse der Geigenbauer verborgen liegen. Physikalisch ausgedrückt handelt es sich in den meisten Fällen für die Geigenbauer darum, die Eigenfrequenzen des Geigenkörpers möglichst tief zu legen. Das scheinen sie durch die Art des Zusammenfügens der aus zwei Stücken bestehenden Geigendecke (enge Jahresringe nach der Mitte der Decke, der Fuge zu und dadurch u. a. kein Abfall von Holz niedrigen Elastizitätsmoduls durch das Aussägen der Geigenform!) erreicht zu haben.

[1]) Es schien im vorliegenden Falle richtig zu sein, die Stimme dadurch straffer einzusetzen, daß sie um etwa 3 mm nach der Zarge hin verschoben wurde, um jeden Materialeinfluß durch eine neue, etwas längere Stimme zu vermeiden. Nach bisheriger Erfahrung bringt eine solche Veränderung der Stimmstelle keine merklichen Fehler herein.

[2]) Bei der Durchführung gleicher Versuche ist Vorsicht geboten, denn nicht jede Geige verträgt auf längere Zeit ein Entfernen der Stimme; schon durch deren unsachgemäßes Herausnehmen kann an der Geige erheblicher Schaden angerichtet werden.

einer sehr erheblichen Klangverschlechterung verknüpft.

Weiter hat sich die Dämpfung sehr stark verringert. Die Klänge in der Nähe von c^2 und f^2 ließen sich überhaupt nicht mehr konstant halten, sondern trugen wolfähnlichen [1]) Charakter.

nanzkurven zwischen c^2 und d^2, es^3 und e^3, e^4 und f^4.

Zur Bedeutung der Holzdicke wird klar, daß die durch verschieden straffes Einsetzen der Stimme — ein vollständiges Entfernen kommt praktisch nicht in Frage! — möglichen Änderungen der Frequenz-

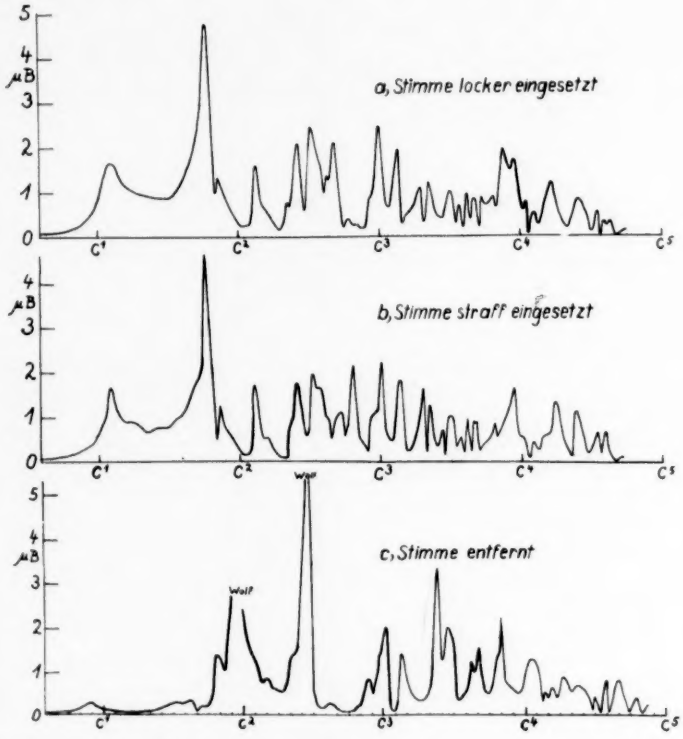

Abb. 5. Frequenzkurven der Geige *M IX* bei verschieden straff eingesetzter und entfernter Stimme

Vergleicht man die Frequenzkurven für straffes und lockeres Einsetzen miteinander, so zeigt sich, daß straffes Einsetzen in gewissem Sinne ähnlich wie Herausnehmen der Stimme wirkt, wenn auch in viel geringerem Maße. Eine Benachteiligung des Grundtones, besonders auf den Klängen der g^1-Saite, dürfte nämlich durch das straffe Einsetzen der Stimme eingetreten sein. Die etwas größere Steilheit einiger Resonanzkurven scheint weiter darauf hinzudeuten, daß durch straffes Einsetzen der Stimme die Dämpfung etwas erniedrigt wird. Man vergleiche hierzu die Resokurve ebenfalls wesentlich geringer sind als die, die sich durch Änderungen der Holzdicke erreichen lassen.

Es wurde versucht, den Einfluß der Stimme noch weiter zu klären, und zwar durch Richtwirkungsaufnahmen (vgl. Abb. 6a und b). Über die Lesart der Richtwirkungsdiagramme vergleiche man Abb. 6a. Sie zeigen, daß bei tieferen Frequenzen (vgl. 406 und 400 Hz) durch Herausnahme der Stimme die Abstrahlung vom Boden her besonders benachteiligt wird. Diese Benachteiligung ist auch bei 461 Hz deutlich und bei 691 bzw. 711 Hz gerade noch festzustellen. Bei 1150 bzw. 1144 Hz ist dagegen von einer derartigen Benachteili-

[1]) Vgl. C. V. Raman, Springers Handbuch der Physik 8 (1927), S. 381.

gung der Abstrahlung vom Boden durch das Herausnehmen der Stimme nichts mehr zu spüren. Das stimmt damit überein, daß bei hohen Frequenzen (vgl. Abb. 16) die Abstrahlung des Bodens gegenüber der der Decke praktisch überhaupt zu vernachlässigen ist.

4. Über den Einfluß der Wölbung des Geigenkörpers

Um auch über den Einfluß der Wölbung einen ersten Überblick zu bekommen, wurden meistens, aber nicht immer auftritt und in der Nähe des fis^1 und g^1 liegt. Dann zeigt sich bei allen Geigen das am stärksten ausgeprägte Resonanzgebiet, das die tiefen Klänge der a^1-Saite umfaßt und meistens in mehrere Maxima aufgespalten [1]) ist. Es folgt das tief einschneidende Minimum in der Nähe des e^2 und der Anstieg zu den meist großen Amplituden der tiefen Klänge der e^2-Saite. Dort findet sich ein mehrfach aufgespaltenes Resonanzgebiet. Ein weiteres öfters stark ausge-

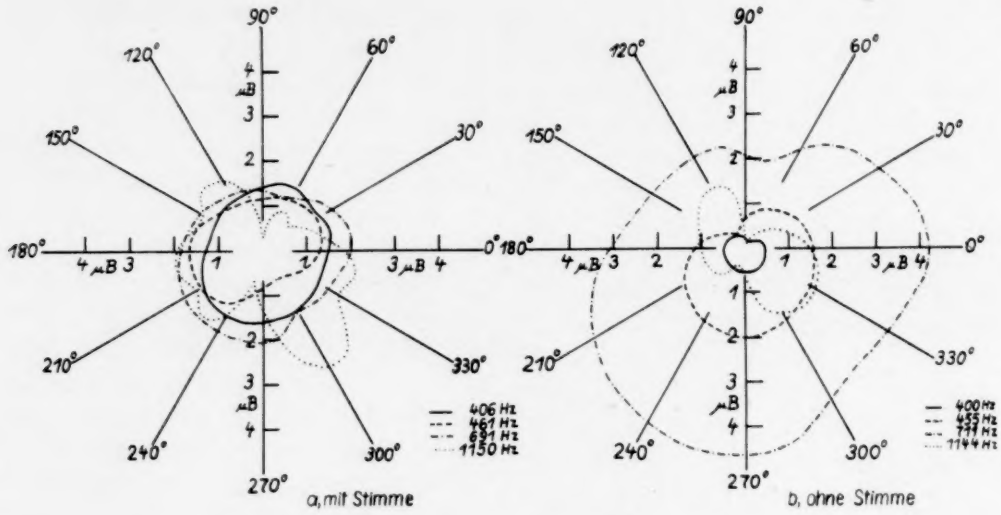

Abb. 6. Richtwirkungsdiagramme der Geige *M IX* mit und ohne Stimme

die Frequenzkurven einer normal gewölbten Geige *M X*, einer Geige besonders flacher Wölbung *M XII* und einer überhaupt nicht gewölbten Geige *M XV* aufgenommen (vgl. Abb. 7a—c). Die Zargenformen und -höhen der drei Geigen waren gleich. Man sieht, daß bei allen drei Geigen die Grundzüge der Geigenfrequenzkurve erhalten geblieben sind. Denn vergleicht man die bisher erhaltenen Frequenzkurven miteinander, so findet man bei den tiefen Klängen der g-Saite außerordentlich geringe Amplituden. Dann folgt ein Anstieg durch die Einwirkung der schon SAVART (vor etwa 100 Jahren) bekannten Resonanz des Luftraumes, die bei normalen Geigen etwa zwischen cis^1 und d^1 liegt. Bis etwa zum a^1 ereignet sich nichts Besonderes, abgesehen von einem Maximum, das bei normalen Geigen prägtes Resonanzgebiet, das dem guten Klange nicht immer förderlich ist, weil es manchmal eine näselnde Klangfarbe hereinbringt, erstreckt sich dann nach einigen im allgemeinen kleineren Resonanzgebieten meistens noch über die Frequenzen c^4—es^4 [2]). Diese Grundzüge

[1]) Die Aufspaltungen der Resonanzgebiete sind auf die Unsymmetrien und Inhomogenitäten des Geigenkörpers zurückzuführen.

[2]) Diese Ergebnisse bestätigen die, die früher (vgl. Dissertation Leipzig 1935 [s. Eingangsanmerkung]) über die Frequenzlage der hauptsächlichsten Resonanzgebiete normal gebauter Geigen erhalten wurden. Sie reichen noch darüber hinaus, denn in vorliegender Arbeit war es wegen Fortfalls von zeitraubenden Knotenlinienuntersuchungen möglich, die Untersuchungen in kleinen Frequenzintervallen durchzuführen und so die Aufspaltung der Resonanzgebiete festzustellen.

einer Geigenfrequenzkurve finden sich auch bei den drei verschieden gewölbten Geigen vor. Zieht man die zum Einfluß der Holzdicke erhaltenen drei Frequenzkurven (Abb. 3a—c) wieder vergleichsweise heran, so erkennt man deutlich, daß auch der Einfluß der Wölbung dem der Holzdicke unterlegen ist.

Im einzelnen läßt sich über die zum Wölbungseinfluß erhaltenen Frequenzkurven folgendes aussagen. Die Frequenzlage des Luftraum-Resonanzgebietes wird durch die Wölbung nicht wesentlich beeinflußt, was für die bisherige Auffassung spricht, daß dort die tiefste Eigenfrequenz des Luftraumes vorliegt.

Im Gebiete der tieferen Frequenzen der a^1-Saite scheint mit abnehmender Wölbung die Aufspaltung des Resonanzgebietes zurückzugehen; die einzelnen Maxima sind bei der nicht gewölbten Geige nur noch angedeutet. Ähnliches läßt sich auch noch bei einigen anderen Frequenzen feststellen. Es ist bemerkenswert, daß mit abnehmender Wölbung auch die Unterschiede zwischen den Elastizitätsmoduln der verschiedenen Geigenkörperteile geringer werden.

Weiter kann man eine Zunahme der Amplituden der tieferen Frequenzen etwa bis d^3 mit abnehmender Wölbung beobachten, die aus der geringen Steifigkeit der weniger gewölbten Geige erklärlich ist. Summiert man im Gebiet von g—d^3 die Schalldruckamplituden (etwa von $^1/_8$ zu $^1/_8$ Ganzton) und dividiert die Summe durch die Zahl der Messungen, so erhält man die durchschnittliche Schalldruckamplitude

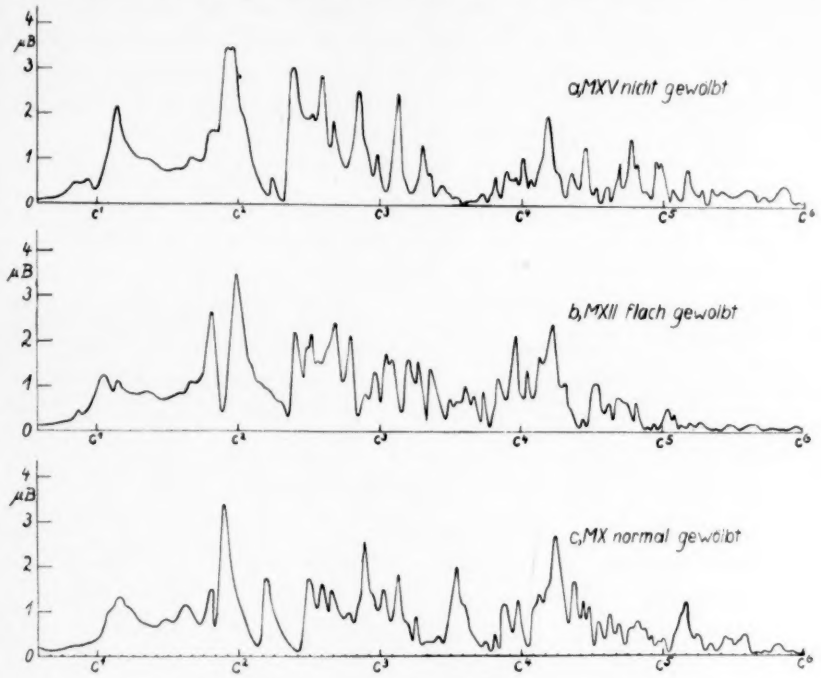

Abb. 7. Frequenzkurven von Geigen verschiedener Wölbung

dieses Frequenzgebietes. Sie beträgt für die nicht gewölbte Geige 1,19 μ B, für die flach gewölbte 1,09 μ B und für die normal gewölbte Geige 0,89 μ B. Zur Abstrahlung der hohen Frequenzen ist dagegen die gewölbte Geige besser geeignet, wie auch die experimentellen Ergebnisse zeigen. Verfährt man im Gebiete von fis^3—c^6 ähnlich wie bei den tiefen Frequenzen, so bekommt man als durchschnittliche Schalldruckamplitude für die nicht gewölbte Geige 0,44 μ B, für die flach gewölbte 0,52 μ B und für die normale Geige 0,63 μ B, also den entgegengesetzten Gang wie bei tiefen Frequenzen. Mit abnehmender Wölbung wird daher die Klangfarbe einer Geige im großen und ganzen weicher, dunkler, auch matter emp-

funden. Die nicht gewölbte Geige besitzt eine Klangfarbe, die für unseren Geschmack zu reizlos, zu charakterlos ist.

Diese Ergebnisse decken auch die Gründe für eine alte Erfahrung der Geigenbauer auf. Hochgewölbte (z. B. nach JAC. STAINERS Vorbild gebaute) Geigen werden im allgemeinen von den Geigenbauern dünner im Holz gehalten als flach gewölbte. Physikalisch gesehen, drängt man die durch die höhere Wölbung bevorzugten hohen Teiltöne durch geringere Holzdicken, die, wie wir vorhin gesehen haben, die hohen Teiltöne benachteiligen, wieder zurück.

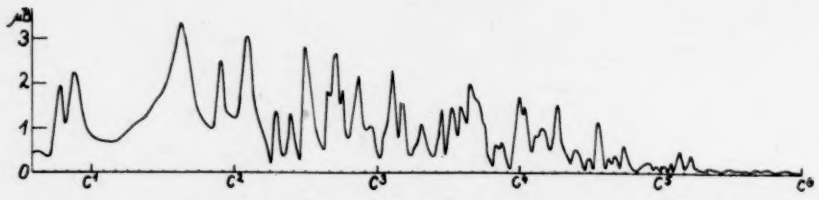

Abb. 8. Frequenzkurve einer trapezförmigen Geige *M XVI*

5. Über den Einfluß der Zargenform des Geigenkörpers

Die Zargen verbinden Geigendecke und -boden. Die Geigenbauer legen im allgemeinen keinen besonderen Wert auf die elastischen Eigenschaften und die Dicke der Zargen. Sie sehen vor allem darauf, daß das Zargenholz in schönheitlicher Beziehung (in bezug auf die „Flammen", den reizvollen Quermaserungen des Ahornholzes) zu dem Holz des Bodens paßt. Der Form der Zargen wird dagegen (wie der Geigenform überhaupt) von seiten der Geigenbauer öfters eine außerordentlich hohe, für den Klang ausschlaggebende Bedeutung zugelegt. Und die Versuche, auf rein geometrischer Grundlage ausreichende Regeln für den Bau erstklassiger Geigen aufzustellen, reichen mindestens bis ins Ende des 18. Jahrhunderts zurück. Sie wurden bis in die neueste Zeit[1]) hinein (mit dem gleichen Mißerfolg) beharrlich wiederholt, sind aber schon von vornherein zum Scheitern verurteilt. Die vorliegenden Probleme sind eben zum wenigsten geometrischer Natur, wie der verhältnismäßig geringe Einfluß größerer Wölbungsänderungen und — wie wir gleich sehen werden — der ebenfalls verhältnismäßig geringe Einfluß größerer Änderungen der Zargenform erkennen lassen. Aber auch schon ohne Berücksichtigung dieser Versuchsergebnisse kommt man zu ähnlichen Ansichten über rein geometrische Regeln. Man braucht sich z. B. (um die wahre Bedeutung solcher Regeln einzusehen) nur vorzustellen, daß jede nach dem goldenen Schnitt konstruierte Geige sehr gut klingen müßte, die aus irgendeinem den statischen Ansprüchen genügenden Material (z. B. aus Eisen) gebaut ist. Will man die Form der Geige irgendwie begründen, so geht das nur dadurch, daß die Beziehungen zwischen Form, Material und Frequenzkurve der Geige aufgedeckt werden.

Die zur ersten Orientierung aufgenommene Frequenzkurve einer (der SAVARTschen Trapezgeige ähnlichen[1]) Geige *M XVI* (Abb. 8) läßt im Vergleich mit einer normalen Frequenzkurve bereits die Grenzen der durch verschiedene Zargenformen möglichen Änderungen der Frequenzkurve erkennen. Vergleicht man noch diese Frequenzkurven mit den über den Einfluß der Holzdicke erhaltenen, sieht man sofort, daß auch der Einfluß der Zargenform dem der Holzdicke beträchtlich unterlegen ist.

In großen Zügen ist auch an der trapezförmigen Geige *M XVI* die Grundform der Geigenfrequenzkurve zu erkennen. Ihre Frequenzkurve beginnt ebenfalls mit den kleinen Amplituden der tiefen Frequenzen der g-Saite,

[1]) MAX MÖCKEL, Das Konstruktionsgeheimnis der alten Meister (Der goldene Schnitt im Geigenbau), Berlin 1925 und 1936.

[1]) Bei dieser Geige fehlen also die Einbuchtungen der Zarge in der Nähe der F-Löcher, die Zargenform gleicht einem Trapez mit etwas abgerundeten Ecken. Die Geige war nicht gewölbt.

es folgt, nur etwas nach tiefen Frequenzen verschoben, das Gebiet der Luftraumresonanz mit seiner starken Erhöhung der Amplituden. Hierauf folgt das mehrfach aufgespaltete hauptsächlichste Resonanzgebiet im Bereich der tiefsten Frequenzen der a^1-Saite, das bei der Geige *M XVI* nur noch etwas, etwa um zwei Ganztöne, nach unten erweitert ist. Weiter finden wir die geringen Amplituden in der Nähe des e^2 und die großen Amplituden der tiefen Frequenzen der e^2-Saite. Auch das starke Resonanzgebiet in der Nähe von c^4 ist wieder vorhanden. Dementsprechend ist auch der subjektive Eindruck der Klänge. Die äußerlich sehr verschiedenen Geigen *M VII* und *M XVI* unterscheiden sich klanglich bedeutend weniger als die äußerlich gleichen Geigen *M VII* und *M II*. Natürlich klingt die Geige *M XVI* wegen ihrer im allgemeinen zu großen Amplituden der tiefen Teiltöne zu weich und matt, stellenweise zu dumpf und hohl.

Bemerkenswert sind noch die relativ großen Amplituden der tiefen Klänge der g-Saite der Geige *M XVI*. Mit den üblichen Formen gelang es nie, eine größere Schalldruckamplitude als 0,2 μ B für g und gis zu bekommen, meistens war sie jedoch noch kleiner. Die Geige *M XVI* lieferte dagegen unter gleichen Erregungs- und Aufnahmebedingungen bei den gleichen Frequenzen 0,5 μ B. Es wäre zu untersuchen, ob diese relativ hohen Schalldruckamplituden auf besonders große Körperamplituden oder hauptsächlich auf besonders einfache und für die Abstrahlung daher günstige Knotenlinienbilder zurückzuführen sind.

Weiter verdient noch Erwähnung, daß bei der Geige *M XVI* die erste Luftraumresonanz deutlich bei tieferen Frequenzen liegt als bei normalen Geigen. Da die flachere Wölbung auf die Lage dieser Luftraumresonanz keinen wesentlichen Einfluß ausübt (vgl. Abb. 7), muß ihre Verschiebung nach tieferen Frequenzen hauptsächlich von der einfacheren Zargenform der Geige *M XVI* herrühren.

Fortsetzung im nächsten Heft:

6. Über den Einfluß der Eigenfrequenzen des Luftraumes
7. Über den Einfluß des Dämpfers
8. Frequenzkurven bei elektrodynamischer Erregung der Geige

III. Über Richtwirkungsmessungen an Geigen

INDUSTRIESCHAU

Über Fundamentschwingungen mit geschwindigkeits-unabhängiger Dämpfung

von **Hermann Neubert**, VDE

(Mitteilung aus der Firma Werner Genest GmbH., Berlin-Tempelhof)

(Mit 4 Abbildungen)

Die klassische Form der Bewegungsgleichung für den mechanischen Schwingungskreis der Abb. 1 lautet bei Beschränkung auf rein sinusförmige Schwingungen unter Verwendung der sog. „symbolischen" Schreibweise[1]):

$$(1) \qquad \mathfrak{P} = j\omega m \cdot v + r \cdot v + \frac{c}{j\omega} \cdot v.$$

Darin bedeutet $\mathfrak{P}$ die dem System aufgedrückte Wechselkraft (z. B. Massenkraft einer Kraftmaschine), die sich mit den Kraftabfällen an

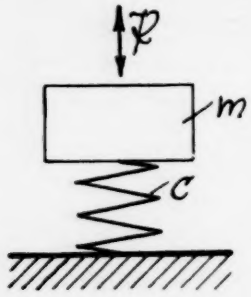

Abb. 1

der Masse m, an der Feder mit der Federkonstanten c und an dem Wirkwiderstand r das Gleichgewicht hält.

Der Kraftabfall am Wirkwiderstand erweist sich nach diesem Ansatz als geschwindigkeitsabhängig. Neuere Arbeiten über die Natur der Werkstoffdämpfung haben hingegen gezeigt, daß diese Annahme den Tatsachen nicht entspricht. Sowohl die versuchsmäßige[2]) als auch die rechnerische[1]) Seite der geschwindigkeitsunabhängigen Dämpfung ist bereits eingehend bearbeitet; über die physikalischen Grundlagen (mechanische Hysterese und elastische Nachwirkung) liegen seit langem schöne Zusammenstellungen vor[2]). Die Grundgleichung (1) lautet nach Annahme einer geschwindigkeits-unabhängigen Dämpfung:

$$(2) \qquad \mathfrak{P} = j\omega m \cdot v + \frac{r'}{\omega} v + \frac{c}{j\omega} v.$$

Bei Verwendung der bewährten Betrachtungsweise nach LEHR[3]) läßt sich ein Übertragungsgrad ε' definieren, welcher das Verhältnis der auf den Untergrund übertragenen Kraft (Kraftabfall an der Feder) zur Erregerkraft (z. B. Massenkraft einer Kraftmaschine) bedeutet. Eine einfache Rechnung führt, von Gleichung (2) ausgehend, unter Verwendung der symbolischen Methode auf die Lösung:

$$(3) \qquad \varepsilon' = \frac{P_F}{P} = \frac{\sqrt{4D'^2 + 1}}{\sqrt{4D'^2 + (\lambda^2 - 1)^2}}.$$

Dabei bedeutet in bekannter Weise λ das Frequenzverhältnis $\frac{\omega}{\omega_0}$ mit ω_0 als Resonanzfrequenz. Der Wert D' hat Ähnlichkeit mit der LEHRschen „Dämpfung" D. Er bedeutet:

$$(4) \qquad D' = \frac{r'}{2m \cdot \omega_0^2} = \lambda \cdot D.$$

Die Verhältnisse nach Gleichung (3) sind in Abb. 2 dargestellt. In Abhängigkeit vom Frequenzverhältnis λ ist der Übertragungsgrad ε' aufgetragen. Die hinreichend bekannten Eigenschaften bezüglich der Isolierwirkung sind auch hier vollkommen erhalten:

a) $\lambda \leq \sqrt{2}$; es ist keine Isolierwirkung vorhanden ($\varepsilon' \geq 1$). Dämpfung ist nützlich.

b) $\lambda \geq \sqrt{2}$; es ist Isolierwirkung vorhanden ($\varepsilon \leq' 1$). Dämpfung ist schädlich.

[1]) MÖLLER, Behandlung v. Schwingungsaufgaben. Leipzig 1937.

[2]) E. SCHMIDT, Gesundh.-Ing. 46 (1923), S. 61; E. BECKER, Diss. T. H. Braunschweig 1927; R. SCHMIDT, Ing.-Arch. 5 (1934), S. 353; POPP, Z. techn. Physik 15 (1934), S. 391; WILLMS u. KEIDEL, Elektr. Nachr.-Techn. 11 (1934), S. 314.

[1]) L. CREMER, S.-B. Akad. Wiss. I, Math.-physik. Kl. 1934; MENGES, Z. angew. Math. Mech. 15 (1934), S. 477; v. SCHLIPPE, Ing.-Arch. 6 (1935), S. 127.

[2]) MAILÄNDER, Ber. Fachausschuß Ver. Eisenhüttenl. Nr. 38 (1924); FROMM, Handb. techn. Mech. 41 (1931), S. 440.

[3]) LEHR, Schwingungstechnik, Bd. 2, Berlin 1934.

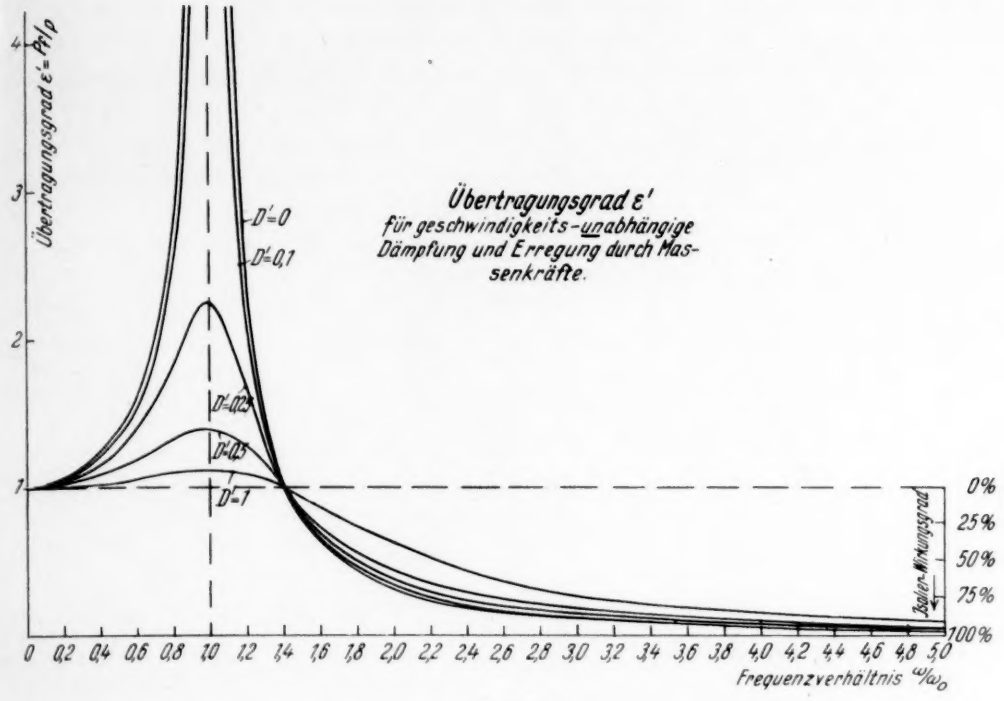
Übertragungsgrad ε = Pr/p
Übertragungsgrad ε'
für geschwindigkeits-unabhängige
Dämpfung und Erregung durch Mas-
senkräfte.
D'=0
D'=0,1
D'=0,25
D'=0,5
D'=1
Bolen-Wirkungsgrad
0%
25%
50%
75%
100%
0 0,2 0,4 0,6 0,8 1,0 1,2 1,4 1,6 1,8 2,0 2,2 2,4 2,6 2,8 3,0 3,2 3,4 3,6 3,8 4,0 4,2 4,4 4,6 4,8 5,0
Frequenzverhältnis ω/ω0

Abb. 2

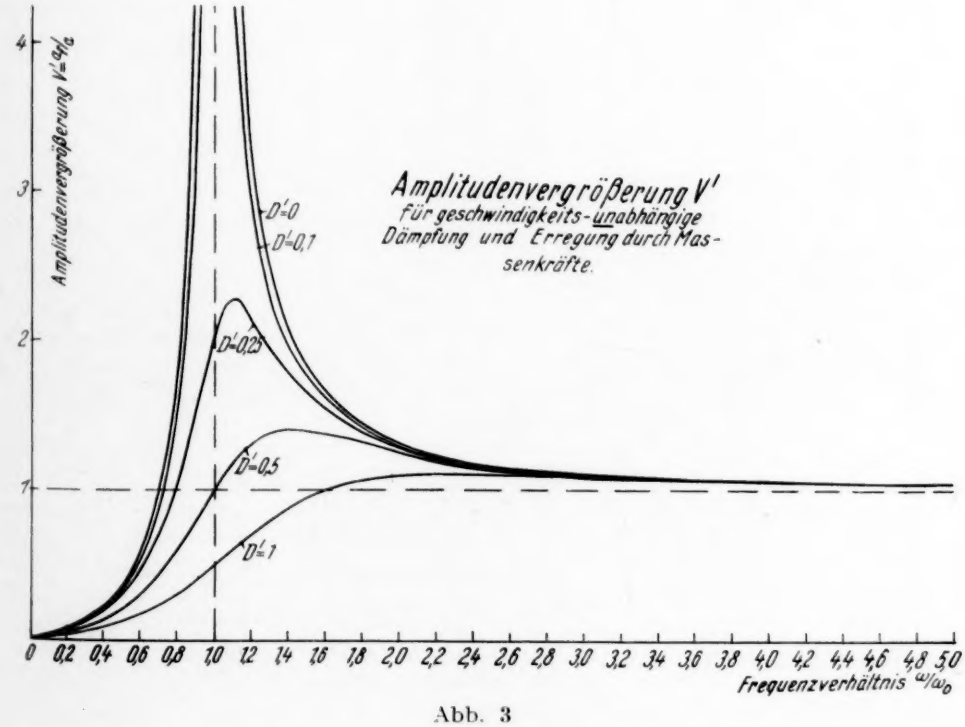
Amplitudenvergrößerung V' = a/a0
Amplitudenvergrößerung V'
für geschwindigkeits-unabhängige
Dämpfung und Erregung durch Mas-
senkräfte.
D'=0
D'=0,1
D'=0,25
D'=0,5
D'=1
0 0,2 0,4 0,6 0,8 1,0 1,2 1,4 1,6 1,8 2,0 2,2 2,4 2,6 2,8 3,0 3,2 3,4 3,6 3,8 4,0 4,2 4,4 4,6 4,8 5,0
Frequenzverhältnis ω/ω0

Abb. 3

Entgegen den Lehrschen Kurven liegen hier die Maxima alle bei $\lambda = 1$, wie sich auch durch Rechnung zeigen läßt. Die Kurvenäste für $\lambda > \sqrt{2}$ liegen für zahlenmäßig übereinstimmende D' und D bei der geschwindigkeitsunabhängigen Dämpfung näher beieinander.

Neben der Kraftamplitude, dargestellt im Übertragungsgrad ε', interessiert bei praktischen Maschinenaufstellungen die Wegamplitude a_f. Ausgehend von Gleichung (2) wird nach Integration und einigen Umformungen dieselbe:

$$(5) \qquad a_f = \frac{\mathfrak{P}}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{(1-\lambda^2)^2 + 4\,D'^2}}.$$

Betrachten wir einen Augenblick ein frei im Raume schwebendes System, so errechnet sich beim Vorhandensein von Massenkräften, Unwuchten usw. nach dem Schwerpunktsatz bzw. über die Kraft- und Geschwindigkeitsgleichungen eine Amplitude a, die mit der Amplitude des gefederten Systems nach Gleichung (5) verglichen werden soll. Das Verhältnis a_f/a möge „Amplituden-Vergrößerung" V' heißen, obwohl es auch die Werte $V' \leq 1$ annehmen kann. Nach Einsetzen und Umformen ist:

$$(6) \qquad V' = \frac{a_f}{a} = \frac{\lambda^2}{\sqrt{(\lambda^2-1)^2 + 4\,D'^2}}.$$

Die Betrachtung der Kurven der Abb. 3 zeigt, daß für Werte $\lambda > \sqrt{2}$ nur größere Amplituden als die freie Amplitude, die bei $V' = 1$ liegt, zu erwarten sind. Im Gegensatz zu den Lehrschen Kurven schmiegen sich die Werte für die geschwindigkeits-unabhängige Dämpfung stärker der Kurve $D' = 0$ an. Die Maxima sind bei großen Dämpfungswerten stark nach rechts verschoben.

Die Bedeutung der Kurven Abb. 2 und Abb. 3, die in ihren Haupt-Charakterzügen mit denjenigen nach Lehr übereinstimmen, ist für die Isoliertechnik grundlegend.

Um nun zu ermitteln, in welchen Größenordnungen sich praktisch die Dämpfungswerte bewegen, wird folgende Überlegung angestellt:

Nach den Messungen von E. Schmidt[1]) ist der Phasenverschiebungswinkel β zwischen dem Kraftvektor $\mathfrak{P}$ und dem nacheilenden Wegvektor a entsprechend Abb. 4 bei den verschiedenen untersuchten Werkstoffen:

Werkstoff	β^0
Gummi	13 . . . 18
Korkstein	6 . . . 8
Naturkork . . .	3 . . . 6

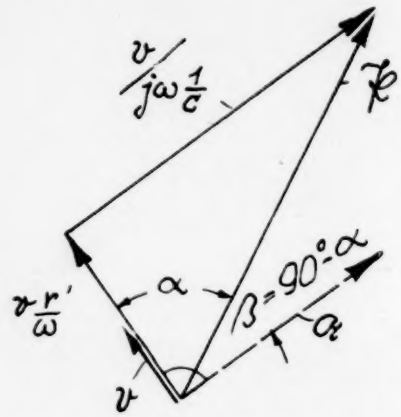

Abb. 4

In Abb. 4 ist gleichfalls das Vektorbild der Kraftabfälle eingetragen. Daraus läßt sich ablesen:

$$\operatorname{cotg} \alpha = \frac{r'}{\omega} \cdot \frac{\omega}{c} = r'/c.$$

Es war aber:

$$D' = \frac{r'}{2\,m\,\omega_0^2} = \frac{r' \cdot m}{2\,m \cdot c} = \frac{r'}{2\,c} = \frac{\operatorname{cotg} \alpha}{2}.$$

Nach obiger Tabelle sind nun die Winkel β bekannt. Umgerechnet ist dann endgültig:

$$(7) \qquad D' = \frac{\operatorname{tg} \beta}{2}.$$

Die Grenzwerte für die herangezogenen drei Werkstoffe werden damit:

Werkstoff	β^0	tg β	D'
Gummi	13	0,231	0,12
	18	0,325	0,16
Korkstein	6	0,105	0,05
	8	0,140	0,07
Naturkork	3	0,052	0,03
	6	0,105	0,05

Die Messungen fanden in der jeweiligen Resonanzlage statt; die Bestimmung des Nachei-

[1]) E. Schmidt, Gesundh.-Ing. 46 (1923), S. 61.

winkels β geschieht in einfachster Weise aus der experimentell ermittelten Hystereseschleife.

Die Dämpfungseigenschaften der bekanntesten plattenförmigen Dämmstoffe erweisen sich also bei Betrachtung unter dem Gesichtswinkel der Erschütterungs- und Geräuschisolierungs-Technik als praktisch unwesentlich, wie eine Betrachtung der Resonanzkurven (Abb. 2 u. 3) zeigt. Auch im Resonanzgebiet spielt die Dämpfung keine wesentliche Rolle. Das gefahrlose Durchfahren der Resonanz ist nach den Erfahrungen der Praxis vorzugsweise von anderen Dingen abhängig, insbesondere von der relativen Lage der Resonanz zur Anlaufkurve, von der Kraftreserve der Maschine und von der Fähigkeit des Systems, den Phasensprung zur Hubbegrenzung wirkungsvoll heranziehen zu können. Eine wesentliche Rolle spielen ferner die Kopplungsverhältnisse der vertikalen und rotatorischen Schwingungen[1]).

[1]) Lehr, Z. VDI. 78 (1934), S. 329.

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Heinrich Kösters

19.

Deutsches Patent Nr. 638126, patentiert ab 22. 7. 33, ausgegeben am 10. 11. 36

Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin

Schreibstift für Schallaufzeichnungsgeräte

Die Verwendung von Stahlstiften in Schallaufzeichnungsgeräten hat vor allem den Nachteil, daß der Stahlstift wegen der schnellen Abnutzung auswechselbar sein muß, und daß die Auswechselvorrichtung das an sich schon hohe Gewicht des Stiftes noch vermehrt. Man verwendet deshalb häufig Stifte aus Halbedelsteinen, die nicht ausgewechselt zu werden brauchen und deshalb mit dem Anker oder der Schwingspule verkittet werden können. Diese Stifte haben jedoch den Nachteil, daß sie verhältnismäßig leicht brechen.

Nach dem Patentanspruch sollen die Stifte aus hartgebrannten keramischen Massen hergestellt werden, die keine schweren Füllstoffe, wie Quarz oder Feldspat, enthalten. Diese Stifte sollen bei kleinem Gewicht außerordentlich hart und bruchfest sein.

20.

Deutsches Patent Nr. 638181, patentiert ab 1. 5. 29, ausgegeben am 11. 11. 36

Günter Maché in Großglienicke, Osthavelland

Elektrostatischer Lautsprecher

Die Herstellung elektrostatischer Lautsprecher bietet verschiedene Schwierigkeiten, deren Überwindung bisher noch nicht vollkommen gelungen ist. Dies gilt besonders für Lautsprecher, die auch tiefe Frequenzen abstrahlen sollen. Ihre wirksame Fläche muß groß sein, ebenso die Kapazität bezogen auf die Flächeneinheit, wodurch ein kleiner Abstand der Elektroden bedingt ist. Der Vergrößerung der Kapazität durch Verkleinerung des Abstandes ist aber durch die Größe der Membranamplitude bald eine Grenze gesetzt.

Nach dem Patentanspruch sollen nun diese Schwierigkeiten auf folgende Weise gelöst werden. Die feste Elektrode [Abb. 1 (*a*) und Abb. 2 (*a*)] ist reihenförmig gelocht oder geschlitzt. Ihr gegenüber be-

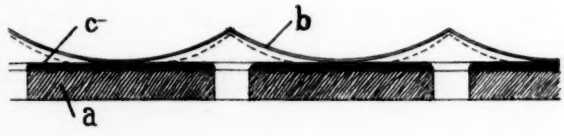

Abb. 1.

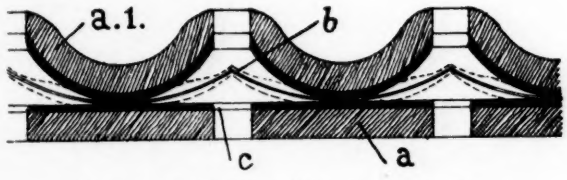

Abb. 2. Elektrostatischer Lautsprecher

findet sich die bewegliche Elektrode (*b*), die geknifft ist und gewölbte Streifen bildet. Die Wölbungsrücken liegen in Linien auf der starren Elektrode auf. Zwischen den beiden Elektroden liegt ein festes Dielektrikum (*c*).

Wird jetzt die Membran elektrostatisch erregt, so rollt die bewegliche Elektrode auf der festen Elektrode ab. Die zwischen den beiden Elektroden befindliche Luft wird hierbei seitlich herausgedrückt. Bei der in Abb. 2 gezeigten Ausführung kann die Membran auch beiderseitig erregt werden.

21.

Deutsches Patent Nr. 639943, patentiert ab 27. 4. 33, ausgegeben am 19. 12. 36

Dr. Hans Joachim von Braunmühl und Walter Weber in Berlin

Verfahren zum Herstellen einer Lichttonaufzeichnung nach dem Amplituden-Verfahren

Zur Vermeidung des Grundgeräusches bei Tonfilmaufzeichnungen hat man mit den verschiedensten Mitteln versucht, den unbelichteten Tonstreifen so schmal wie möglich zu halten. Es sind Verfahren angegeben worden, die durch eine zusätzliche Blende oder durch Verschiebung der Nullinie (s. Patentbesprechung Nr. 10) die Breite des unbelichteten Tonstreifens der jeweiligen Aussteuerung anpassen. Alle diese Verfahren arbeiten mit einer gewissen Verzögerung.

Das vorliegende Patent geht von der an sich bekannten Gegentaktaufzeichnung aus, bei der die positive und negative Halbwelle getrennt von verschiedenen Seiten als lichtdurchlässige Flächenstücke auf schwarzem Grund aufgezeichnet werden. Bei diesem Verfahren ist bei fehlender Aussteuerung das Grundgeräusch sehr klein, da der Film vollkommen geschwärzt ist. Es hat jedoch den Nachteil, daß bei kleiner Aussteuerung ein geringer Fehler in der Justierung der Aufnahmeeinrichtung die Tonschrift ganz unterdrückt oder stark verzerrt werden kann.

Um diesen Fehler zu vermindern, soll an der einen Seite des Tonstreifens ein schmaler Rand durchsichtig bleiben und nach dem normalen Zackentonverfahren beschrieben werden. Die Gegentaktanordnung wird erst bei größerer Aussteuerung wirksam. Der Fehler, der durch nicht genaues Aneinanderpassen der getrennt aufgezeichneten Wellenzüge entstehen kann, tritt jetzt erst bei größerer Amplitude auf und ist nicht mehr störend (Abb. 3).

Abb. 3. Geräuscharme Lichttonzackenschrift

22.

Deutsches Patent Nr. 640324, patentiert ab 9. [illegible]. 33, ausgegeben am 30. 12. 36

Dr. Curt Stille in Berlin

Gehäuse für elektropneumatischen Lautsprecher

Der Vorteil elektropneumatischer Lautsprecher liegt vor allem in ihrem großen Wirkungsgrad und der damit gegebenen Möglichkeit empfindliche Verstärkeranordnungen zu vermeiden. Er kann deshalb mit Erfolg überall dort eingesetzt werden, wo es weniger auf gute Wiedergabe als auf unbedingte Zuverlässigkeit auch bei rauher Behandlung ankommt. Durch geeignete Anordnung der einzelnen Bauelemente soll nun nach dem Patentanspruch versucht werden, diese schon im Wesen des Verfahrens liegende Unempfindlichkeit noch weiter zu verbessern.

Abb. 4 zeigt den inneren Aufbau des Lautsprechers. Der Motor (*a*) treibt eine Kapselpumpe (*b*) und einen Generator (*c*), der den Strom für den Magneten (*d*) liefert. Der gesamte innere Raum dient als Windkessel. Das elektrodynamisch angetriebene Membranventil (1 m) steuert den entweichenden Luftstrom im Takte des Wechselstroms. Zur Aussteuerung des Lautsprechers soll ein Kohlemikrophon ohne Verstärker genügen.

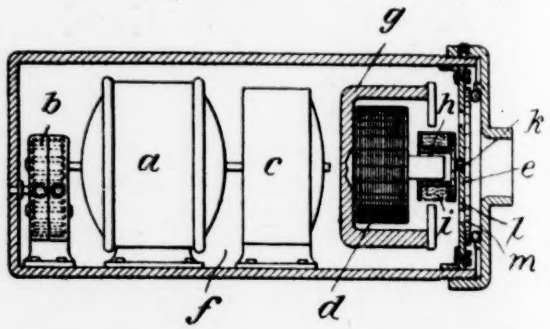

Abb. 4. Elektropneumatischer Lautsprecher

23.

Deutsches Patent Nr. 640853, patentiert ab 17. 3. 34, ausgegeben am 13. 1. 37

Siemens Apparate- und Maschinen-G. m. b. H. in Berlin, Martin Gosewinkel

Vorrichtung zum Schutze der Membran bei akustischen Geräten gegen Zerstörung durch unmittelbar auftreffende starke Knallgeräusche

Hinter der Membran eines Mikrophons befindet sich erfindungsgemäß eine elastische Zwischenlage und eine Gegenelektrode, die der Form einer durch Druck ausgelenkten Membran entspricht und sie an allen Punkten stützt.

24.

USA. Patent Nr. 2062151, patentiert ab 16. 11. 34
Benjamin B. Weatherby, New-York

Method of making sub-surface determinations

Bei der Herstellung tiefer Bohrlöcher im Erdreich kommt es häufig vor, daß der Bohrer seine senkrechte Richtung nicht beibehält, sondern nach der Seite abirrt. Dieser Vorgang wird oft gar nicht oder zu spät bemerkt.

Die Richtung des Bohrers soll nun nach dem Patent laufend durch akustische Messungen überprüft werden. Hierzu werden auf dem Erdboden neben der Bohrstelle verschiedene Abhörmikrophone angebracht, die den durch die Erde laufenden Schall des stoßenden oder schabenden Bohrers empfangen. Aus der Zeitdifferenz, mit der die Signale an den einzelnen Abhörstellen ankommen, läßt sich der jeweilige Ort des Bohrers ermitteln.

Abb. 5 zeigt den grundsätzlichen Aufbau einer solchen Anordnung mit dem Bohrloch (B) und den Mikrophonen (M^1, M^2, M^3, M^4).

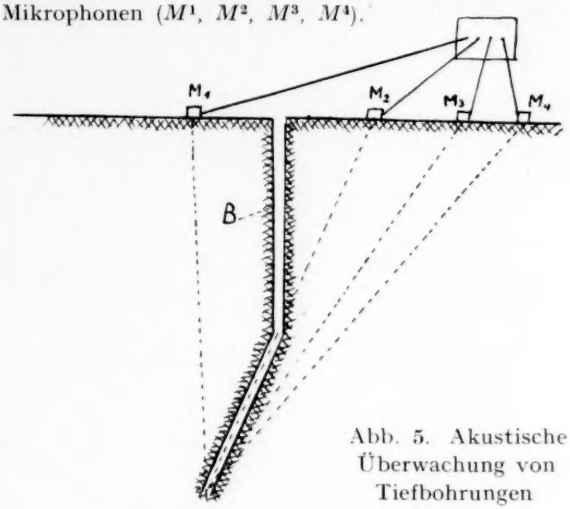

Abb. 5. Akustische Überwachung von Tiefbohrungen

SCHRIFTTUM

RAUSCH, **Maschinenfundamente und andere dynamische Bauaufgaben.** VDI-Verlag GmbH., Berlin NW 7 (1936), IV u. 112 S. Format DIN A 5, Preis RM. 9.—.

Die Maschinengründung hat bei jeder grösseren ortsfesten Maschinenanlage eine grosse Bedeutung, wenn eine schwingungs- und lärmfreie Auflagerung verlangt wird. Der Verfasser, der dieses Fachgebiet seit etwa 1924 in einer großen Zzahl von Einzelveröffentlichungen in der Fachliteratur behandelt hat, ist daher der berufene Vertreter, eine zusammenfassende Darstellung über diese Vorgänge zu schreiben. Der Plan umfaßt 3 Teile, allgemeine Konstruktions- und Berechnungsgrundlagen, Ausführungsbeispiele für Maschinenfundamente bei hin- und hergehenden Kraftwirkungen sowie Behandlung von Turbinenfundamenten. Das vorliegende Buch umfaßt nur den 1. Teil und hat im einzelnen folgenden Inhalt:

Allgemeine Gesichtspunkte für die Konstruktion und Berechnung von Maschinengründungen.

Schwingung eines abgefederten Massenpunktes. Ermittlung des dynamischen Beiwertes.

Allgemeiner dynamischer Berechnungsgang für Maschinengründungen (Schwingungen, Ersetzen der Gründung durch Massenpunkte, statische Ersatzkräfte).

Ermittlung der kennzeichnenden Federungszahlen und der Eigenschwingzahlen der Maschinengründung.

Berechnung und Konstruktion von Maschinengründungen für einzelne und unregelmäßige Stoßwirkung.

Berechnung und Konstruktion von Block- oder Kastenfundamenten (sowie von Rahmenfundamenten bei niedriger Maschinendrehzahl) für hin- und hergehende oder umlaufende periodische Kräfte.

Das Werk wird sicherlich dazu beitragen, Bauingenieure und Architekten auf die Bedeutung der richtigen Maschinengründung hinzuweisen, und es gibt infolge der reichen Erfahrung des Verfassers die Richtlinien für die zweckmäßigste Bauweise.

E. MEYER

ROLF GÖRISCH, **Beiträge zur Kenntnis des Grundgeräusches von Tonfilmen** (phil. Dissertation, Berlin 1936, erschienen in der Reihe der tonfilmtechnischen Forschungsarbeiten der Klangfilm GmbH., Berlin).

In der Arbeit werden spezielle Fragen über das Grundgeräusch von Tonfilmen behandelt.

Ein Teil der Untersuchungen befaßt sich mit der Sprossenschrift und bezieht sich unter anderem auch auf die Entstehung des Grundgeräusches und somit auf den Zusammenhang des Grundgeräusches mit der Kornstruktur der Tonspur (photographische Schicht). Durch Überlegungen von KOTOWSKI (Kinotechnik. 16 (1934), S. 207 ff. war bekannt geworden, daß bei Voraussetzung einer regellosen Verteilung der Silberkörner in der photographischen Schicht zwischen der Korngröße, der für die Schichttransparenz maßgebenden Korndichte und dem Grundgeräusch eine bestimmte Beziehung bestehen muß. Die mitgeteilten Versuche ergeben einerseits, daß beim Ab-

tasten einer photographischen Schicht von möglichst gleichmäßiger Schwärzung mittels eines Lichtspaltes Transparenzschwankungen auftreten, und daß diese bei statistischem Durchrechnen eine Zufallsverteilung ergeben und somit für eine regellose Kornverteilung sprechen. Andererseits wird gefunden, daß der wahre Zusammenhang zwischen Korngröße, Kornverteilung (Transparenz) und Grundgeräusch nur bei synthetischen Schichten (hergestellt nach Artder Farbrasterplatten) den theoretisch ermittelten Werten genügt, nicht aber bei photographischen Schichten, bei denen grundsätzlich das Grundgeräusch größer ist. Ein ähnlicher Unterschied zwischen den beiden Schichtarten zeigt sich bei Versuchen über das Verhalten des Grundgeräusches bei Veränderung der Breite des Abtastspaltes und der Filmgeschwindigkeit. Die Auswertung dieser Versuche erfordert eine Durchrechnung des ganzen Vorganges an Hand einer Fourierschen Integralzerlegung, ermöglicht dann aber weitgehende Rückschlüsse auf das Frequenzspektrum des Grundgeräusches. Da bei Photoschichten die Werte für das Grundgeräusch und die Anteile der tiefen Frequenzen im Frequenzspektrum größer als bei den synthetischen Schichten sind, folgt notwendigerweise eine gewisse Inselbildung in der Kornstruktur. In der Arbeit wird dieser Schluß allerdings nicht gezogen, weil die Durchführung und Auswertung der Versuche im wesentlichen nach praktischen Gesichtspunkten erfolgt und die Lösung der für die Tonfilmpraxis wichtigen Fragen, z. B. die Abhängigkeit des Grundgeräusches von der Korngröße und der Transparenz, die Verfahren zur Grundgeräuschsenkung, das Grundgeräusch des Schmaltonfilms u. dgl., erstrebt wird.

Mit dem Umwandeln der Silberkörner in Farbstoffkörner ist eine Änderung des Grundgeräusches verbunden, doch kann gezeigt werden, daß man auf Grund von Transparenzmessungen auf eine entsprechende Korngrößenänderung schließen und die Grundgeräuschänderung in sehr guter Übereinstimmung mit der Praxis berechnen kann. Auch der Einfluß der Lichtstreuung auf das Grundgeräusch wird untersucht, aber als im praktischen Betrieb vernachlässigbar gefunden.

Bezüglich des Grundgeräusches von Zackenschrift-Tonfilmaufzeichnungen werden einige Messungen mitgeteilt. Es ergibt sich, daß das Grundgeräusch proportional zur Quadratwurzel aus der Tonspurbreite ist. Der bei den üblichen Verfahren zur Grundgeräuschverminderung auftretende Effekt läßt sich in dem zu erwartenden Maße einwandfrei nachweisen. Die Vielfachzackenschrift wirft einige weitere Fragen auf. Es zeigt sich, daß bezüglich des Rauschens die Vielzackenschrift der Einzackenschrift grundsätzlich unterlegen ist, weil die schmale Übergangszone zwischen den schwarzen und den weißen Tonspurteilen einen zusätzlichen Betrag zum Grundgeräusch liefert. Ein anderer Effekt kommt dadurch zustande, daß bei Vielzackentonspuren nicht derselbe Kontrast erzielbar ist wie bei Einzackentonspuren, weil eine gewisse Zustreuung der weißen Spuren auftritt. Ferner bedingen die Schrägzackenblenden, die man normalerweise für die Vielfachzackenschrift in den Tonoptiken der Lichtsteuerungsgeräte verwendet einen Zuwachs an Grundgeräusch, der allerdings bei den praktisch in Frage kommenden Abmessungen zu vernachlässigen ist.

Der Einfluß des Kopierprozesses auf das Grundgeräusch wird weitgehend rechnerisch verfolgt. Für die Sprossenschrift ergibt sich aus allgemein photographischen Überlegungen, daß durch den Kopierprozeß zum Grundgeräusch des Positivfilm sein Betrag hinzukommt, der zum Grundgeräusch der Negativschicht direkt, zur Negativtransparenz umgekehrt proportional ist und zudem vom Produkt aus der Steilheit und der Positivtransparenz abhängt. Diese Beziehung kann durch eine Reihe von Versuchen bestätigt werden. Diese Überlegungen werden auf die Zackenschrift übertragen und ergeben, daß dort bei richtiger Durchführung des Kopierprozesses (genügender Kontrast in der Tonspur ohne Verschleierung der weißen Spuren) das Negativrauschen nicht auf die Kopie übergeht, und daß demzufolge bei der Vorführung der Kopie allein das Grundgeräusch des Positivmaterials auftritt. Die Versuchsergebnisse stehen mit diesen Überlegungen in Übereinstimmung. Zum Schluß werden an Hand der gemessenen Werte und der aufgestellten Beziehungen alle denkbaren Lichttonfilmverfahren besprochen und jeweils die erreichbare Dynamik, also das Verhältnis der Grundgeräuschamplitude zur maximal übertragbaren Nutzamplitude ermittelt. Die Überlegungen werden auch auf das elektrische Umkopieren ausgedehnt. R. Görisch

R. M. Morris und G. M. Nixon, **NBC Studio Design.** J. Acous. Soc. Am. 8, 2 (1936), S. 81.

Die Arbeit berichtet über die von der National Broadcasting Company beim Bau von Senderäumen gemachten Erfahrungen und über die sich daraus ergebenden Richtlinien. Insbesondere werden erwähnt die Räume der Radio City in New York, ferner zwei Studios in Pittsburgh und Hollywood.

Man hat drei Größenordnungen von Senderäumen zu unterscheiden, kleine Räume für Einzelsprecher, mittlere Räume für kleines Orchester und wenig Zuhörer und große Räume mit vielen Zuhörern nach Art eines Konzertsaales. Bei den letzten beiden Arten ist beim Entwurf auf geeignete Überwachungs- und Regieräume zu achten, die durch Glasscheiben vom Senderaum getrennt gegen diesen schallgedämmt, aber mit ihm optisch verbunden sind.

Zur Isolierung der einzelnen Räume untereinander und nach außen werden Doppelwände mit Luft-

zwischenräumen empfohlen, zum Schutz gegen Erschütterungen die Auflagerung der Fußböden auf Federn, Filz u. dgl.

Am ausführlichsten gehen die Verfasser auf die Nachhallzeit ein. Sie geben für die günstigste Nachhallzeit eine Abhängigkeit vom Volumen bei 1000 Hz und eine für alle Raumgrößen ähnliche Abhängigkeit von der Frequenz an. Diese Kurven werden als Erfahrungswerte eingeführt, wenngleich darauf hingewiesen wird, daß das Anwachsen der Nachhallzeit gegen tiefe und hohe Frequenzen von Mac Nair theoretisch begründet worden ist. Ferner werden, auch als Erfahrungskurven, die Zusammenhänge zwischen der zulässigen Personenzahl in einem Raum und seinem Volumen mitgeteilt.

Bei der Vorausrechnung der Nachhallzeit weisen die Verfasser daraufhin, daß meist nur die Hälfte der Wandflächen aus technischen Gründen für Anbringung von Schluckstoffen in Frage kommt. Das verlangt meist sehr hohe Schluckzahlen, etwa 55% bei 1000 Hz. Nach den Firmenangaben müßten viele derartige Stoffe existieren. Die Nachprüfung durch die NBC ergab aber fast immer viel niedrigere Werte, als die Firmen angeben.

Bei der hauptsächlich verwendeten Mineralwolle ist das Einstauben sehr unangenehm. Dasselbe wird begünstigt durch kleine Luftströmungen durch die Wand. Es hat sich daher bewährt, die Steinwände vor Anbringung der Mineralwolle porenfrei zu verputzen. — Schließlich wird auf die Erscheinung der Mehrfachechos hingewiesen, die auftreten können, wenn zwei schallharte, kahle Wände einander gegenüberstehen, und die durch Zickzackführung derselben vermieden werden können. L. Cremer

Mostafa Kamel, **Seismische Bestimmung des Einfallens und Streichens aus Amplituden.** Neue Dtsch. Forschg. 115, Junker u. Dünnhaupt, Berlin 1936. RM. 2,—.

Die Untersuchung von Gebirgsschichten durch die sprengseismische oder allgemeiner gesagt durch die akustische Methode bestand bisher darin, daß die Zeit vom Moment der Sprengung auf der Erdoberfläche bis zur Ankunft der ersten Erschütterung beim Seismographen gemessen wurde (die „Laufzeit"). Da der Bebenstrahl an der Grenze der zweiten Schicht entlangläuft (falls eine solche vorhanden ist), so konnten aus diesen Laufzeiten die Schallgeschwindigkeit, die Tiefe und die Neigung der verdeckten zweiten Schicht ermittelt werden.

Die Arbeit von M. Kamel beschränkt sich auf die Bestimmung der Neigung der verdeckten Schichten, wobei die Messung der Laufzeit durch die Messung der Amplituden aller drei Komponenten des ankommenden Strahles ersetzt wird. Statt des bisher üblichen Vertikalseismographen wird ein Dreifachseismograph aufgestellt, mit dem die beiden Horizontalkomponenten und die Vertikalkomponente registriert werden; aus diesen Größen läßt sich dann — wie M. Kamel in übersichtlicher Weise in der Schrift nachweist — das Einfallen der verdeckten Schicht berechnen.

Es ist zweifellos zu begrüßen, daß durch die Amplitudenmethode nach der Arbeit von Kamel ein Mittel in die Hand gegeben ist, das Einfallen der Schichten zu bestimmen, auch wenn die Laufzeitmethode versagt, (was bei großen Entfernungen, unwegsamen Tropenwäldern und dergleichen Umständen der Fall ist). Um so mehr ist es zu bedauern, daß die Messungen im angeführten Beispiel aus der Tongrube bei Göttingen nicht vollständig sind; dadurch fehlt die Möglichkeit, die Methode wirklich exakt auf ihre Anwendbarkeit zu prüfen. Die angeführte Übereinstimmung in den Neigungswinkeln ist für die Praxis nicht genügend, es wäre zu begrüßen, wenn eine genaue Untersuchung nach der Laufzeitmethode Klarheit darüber bringen würde, ob die Abweichungen im angeführten Beispiel durch eine Krümmung der verdeckten Schicht oder durch eine mangelnde Genauigkeit der Methode bedingt sind.

Weiterhin sei — um Irrtümer zu vermeiden — darauf hingewiesen, daß die Ausdrücke „fallendes und steigendes Schießen" (Anm. S. 14) leider gerade umgekehrt definiert sind als sonst gebräuchlich.

Die dankenswerte und klargeschriebene Arbeit von Kamel soll durch die obige Kritik an der Methode keinesfalls herabgesetzt werden, sondern jedem Fachmann für sprengseismische Untersuchungen nur bestens empfohlen werden. O. v. Schmidt

Pohlmann, A. G. Department of Anatomy, Creighton-University, Omaha, Nebraska. **The Present Status of the Mechanics of Sound Conduction in Its Relation to the Possible Correction of Conduction Deafness.** J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), S. 112 bis 117.

Der Verfasser berichtet von eigenen Versuchen, Schwerhörigen, welche pathologische Veränderungen des Mittelohres besitzen, durch Einbau von Prothesen, Gehörsverbesserungen zu verschaffen. Ausgehend von der Erkenntnis E. H. Webers (1851), daß die Gehörknöchelchenkette dazu vorhanden ist, eine Anpassung der Schallhärte der Luft an die der Flüssigkeit im Innenohr herbeizuführen, bespricht er zunächst die Anschauungen über die Schalleitungen des Mittelohrs von O. Frank (s. Hdbch. Physik Bd. 8, S. 483). Wenn das Trommelfell und die Knöchelchen verhärtet sind, wird die Anpassung an die Schallhärte der Luft so schlecht, daß der Patient kaum noch etwas hört. Man kann dadurch Abhilfe schaffen, daß man die Organe des Mittelohres herausoperiert, wobei dann der Schall direkt auf das ovale Fenster trifft (s. a. die Aus-

führungen von G. v. Békésy, Akust. Z. 1 (1936), S. 13). Im Laufe der Zeit verschwindet die Besserung aber wieder durch Geschwulstbildungen.

V. Nesfield, London, beschrieb 1927 eine Operation, bei welcher ein Seitenweg vom äußeren Hörkanal aus geschaffen wurde. Diese künstliche Öffnung wächst allerdings nach einiger Zeit wieder zu, so daß immer wieder operiert werden muß. Mit Hilfe des Audiometers der Western Electric Company (s. a. Akust. Z. 1 (1936), S. 102) wurden vom Verfasser Hörkurven gewonnen, aus denen man ersieht, daß bei Öffnung der Nesfieldschen Seitenöffnung das Hörvermögen um etwa 15 db ansteigt. Über 2048 Hz wurde bei Luftleitung praktisch nichts mehr gehört. Im ganzen liegt das Hörvermögen eines so operierten Patienten noch 40 db unter dem des normalen Menschen und dies auch nur in dem kleinen Bereich von 128—1024 Hz.

Durch langwierige Versuche glückte es dem Verf., einen künstlichen Übertrager herzustellen, der bei Wegoperation der schadhaften Mittelohrorgane die richtige Anpassung des Innenohrs an die Luftschallhärte gewährleistet. Die Messung zeigt, daß dadurch das Hörvermögen im ganzen Hörbereich um 25 db verbessert wird. Als Vorbild für die Prothese diente das Vogelohr mit geradem Übertragungsstäbchen zwischen Trommelfell und ovalem Fenster.

Verf. bespricht anschließend die bisher üblichen Operationen bei Versagen des Mittelohres, wobei der weitaus häufigste Fall der ist, daß die elastischen Muskelbänder, welche die Fußplatte des Steigbügels mit dem ovalen Fenster verbinden, verhärten. Abhilfe glaubt man dadurch zu schaffen, daß man das runde Fenster durch aufgebrachtes Gewebe verdickt (Crove und Hyghson). Die zweite Möglichkeit besteht im Abschneiden der Schenkel des Steigbügels. Endlich ist vorgeschlagen worden, bei Verknöcherung die Außenwandungen des perilymphatischen Raumes freizulegen, um die nötige Elastizität für die Flüssigkeitsbewegung im Innenohr wieder zu erzielen (Jenkins Sourdille, Holmgren). Die Erfolge dieser Operationen sind aber nach Angabe des Verfasserss ehr problematisch. W. Lottermoser

Werner Lottermoser, **Klanganalytische Untersuchungen an Zungenpfeifen.** Neue Dtsch. Forschg. 105, Abt. Physik 1 (1936).

In der Einleitung werden zunächst die allgemeinen musikalischen und akustischen Fragen der Orgel sowie speziellere Fragen des Baues und der Verwendung von Zungenpfeifen behandelt. Dann wird über umfangreiche systematische Untersuchungen an Zungenpfeifen, welche mit der Methode der oszillographischen Klangaufzeichnung durchgeführt wurden, berichtet. Die oszillographischen Aufnahmen wurden so ausgewertet, daß die Teiltonverteilung mit einem Maderschen harmonischen Analysator ermittelt wurde. Zunächst wurden die Richtwirkungseigenschaften der Pfeifen bestimmt, wobei es sich — wie zu erwarten — ergab, daß die hohen Obertöne stark gerichtet abgestrahlt werden. Dann wurde die Abhängigkeit des Obertongehaltes vom Druck an der Pfeife, vom Arbeitspunkt der Pfeife, vom Zungenmaterial und von der Zungenform, von der Kehlenform und insbesondere von der Form des Schallbechers bestimmt. Die wesentlichsten hierbei gemachten Feststellungen sind folgende: Die Intensität der Obertöne nimmt bei einer Druckerhöhung nicht kontinuierlich zu, sondern in der Weise, daß der Klang bei 40 mm Druck grundtönig ist, bei 64 mm Druck treten die Obertöne am stärksten auf, bei 100 mm Druck sind sie wieder geringer, obwohl der Klang bei diesem Druck noch als obertönig zu bezeichnen ist. Pfeifen, die mit einem Druck unter 50 mm betrieben werden, sind wegen zu schwacher Obertöne praktisch nicht brauchbar. Das Material der Zungen ist für die Obertonverteilung nur von geringer Bedeutung, die Form der Zunge hingegen beeinflußt die Teiltonverteilung. Eine dünne und breite Zunge läßt die höheren Obertöne hervortreten, während bei dicken und langen Zungen die Teiltöne niederer Ordnungszahl besonders stark vertreten sind. Bei zylindrischen Schallbechern treten besonders die ungeradzahligen Partialtöne auf, bei konischen hingegen werden besonders alle diejenigen Frequenzen verstärkt, welche geradzahlige Vielfache der Grundfrequenz sind. Liegt die Eigenfrequenz der Schallbecher sehr hoch gegen diejenige der Zunge, so wird der Klang sehr obertonreich. In den Klängen von Zungenpfeifen verschiedener Tonhöhe, welche mit untereinander gleichgebauten Schallbechern ausgerüstet sind (wie bei der Vox humana) treten sehr deutlich in der Tonlage feste Formantbereiche auf. Es wurde dann fernerhin noch der Zusammenhang zwischen Lautstärke und Luftverbrauch bei den verschiedenen Zungenpfeifen ermittelt; bezogen auf die erreichte Lautstärke in Phon ist der Luftverbrauch beim Krummhorn ein besonders geringer. Die Arbeit befaßt sich dann weiterhin noch mit den Einschwingvorgängen an Zungenpfeifen. Oszillogramme der Einschwingvorgänge wurden von Periode zu Periode analysiert und dann der zeitliche Verlauf der Teiltonzusammensetzung in Diagrammen aufgetragen. Der Aufbau der Klänge der Zungenpfeifen erfolgt sehr rasch, der Klang ist im allgemeinen nach etwa 4 Perioden bereits voll aufgebaut. Der letzte Teil der Arbeit behandelt die Kopplungserscheinungen am System Zunge-Schallbecher. Die Beobachtungen bestätigen die Theorie von Wien und Vogel. Auf die praktische Bedeutung der Kopplungserscheinungen — z. B. für eine verschiedenartige Klangwirkung bei verschiedener Raumtemperatur — wird hingewiesen.

F. Trendelenburg

THORVALD KORNERUP, **Acoustic Methods of Work in Relation to Systematic Comparative Musicology** (1934; 56 S.). — **Acoustique Théorique basée sur la Formule pour les Transpositions** (1934; 42 S.). — **Das Goldene Tonsystem als Fundament der theoretischen Akustik** (1935; 56 S.). — **Équilibre entre les Sons Perfectionnés et les Sons Naturels** (1936; 36 S.). — Aschehoug Dansk Forlag, Kopenhagen; Preis geh. je 4,— Kronen (3,— RM).

Als Fortführung seiner in dem Buch „Akustische Gesetze für die Akkord- und Skalabildung" (Kopenhagen 1930) niedergelegten theoretischen Untersuchungen über die lineare und logarithmische Darstellung von musikalischen Intervallen, Intervallverbindungen und Tonsystemen bringt der Verfasser in den 4 Heftchen eine große Zahl von Tabellen, die teils die Arbeitsmethoden erläutern, teils bekannte Beziehungen zusammenfassen, teils neue Zusammenhänge und Erkenntnisse aufzeigen wollen.

Zur Berechnung von neuen Intervallen als Teil eines gegebenen Intervalles werden fünf Verfahren angegeben, die der Verfasser „primär", „sekundär" usw. nennt. Da sich eine innere Beziehung dieser Bezeichnungen zu dem betreffenden Teilungsverfahren nicht erkennen läßt, werden hier folgende Benennungen angewandt:

1. Harmonische Teilung. Man teilt eine Seite in eine Anzahl gleich großer Abschnitte und erhält so die höheren harmonischen Teiltöne oder sog. Partialtöne.

2. Lineare Teilung nach der Wellenlänge. Man teilt die Differenz der Saitenlängen, die den beiden Tönen des gegebenen Intervalls entsprechen, in einem bestimmten Verhältnis (gleiche Spannung der Saite vorausgesetzt).

3. Lineare Teilung nach der Frequenz. Man teilt die Differenz der Schwingungszahlen der beiden Töne des gegebenen Intervalls in einem bestimmten Verhältnis.

4. Logarithmische Teilung. Man teilt die Differenz der Schwingungszahl-Logarithmen (cents[1]) der beiden Töne des gegebenen Intervalls in einem bestimmten Verhältnis.

5. Quadratische Teilung. Man teilt die Differenz der Saitenspannung, die den beiden Tönen des gegebenen Intervalls entspricht, in einem bestimmten Verhältnis (gleiche Länge der Saiten vorausgesetzt). Die Saitenspannung wächst mit dem Quadrat der Schwingungszahl.

Teilung	Hz	cents	Ton (100 Hz sei c)
Linear (Wellenlg.)	133,3	498	f (rein)
Logarithmisch .	141,4	600	fis (temperiert)
Linear (Frequenz)	150,0	702	g (rein)
Quadratisch . .	158,1	793	as (rein, vermindert um ein Komma)

[1]) Im cents-Maßstab ist die Basis so gewählt, daß $^{0}\log 2 = 1200$ wird.

Wenn z. B. die Oktave 100 Hz bis 200 Hz nach den verschiedenen Methoden etwa halbiert werden soll, so erhält man die Ergebnisse der vorstehenden Tabelle.

Als Standard-Tonsystem benutzt der Verfasser ein 31stufiges, ungleichmäßig temperiertes System, das sich im Gegensatz zu den gleichmäßig (gleichschwebend) temperierten Systemen aus zwei verschiedenen kleinsten Stufenschritten v und t zusammensetzt. Dabei verhält sich v zu t (beide in cents) wie 0,618, d. h. wie das Verhältnis des goldenen Schnittes. Dieses „Goldene Tonsystem" besteht aus 12 Stufen v und 19 Stufen t:

$$12\,v + 19\,t = 1200$$
$$\frac{v}{t} = 0{,}618.$$

Daraus folgen $v = 28{,}1$ und $t = 45{,}4$ cents. Es ist einleuchtend, daß sich im „Goldenen Tonsystem" auch zahlreiche größere und kleinere Intervalle finden lassen, deren cents-Werte sich wie 0,618 verhalten. Die Bezeichnung „golden" bezieht sich lediglich auf das Verhältnis 0,618 und sollte, wie das der Verfasser gerne möchte, nicht a priori als Werturteil des Systems angesehen werden.

Der Hauptinhalt der Untersuchungen ist ein Vergleich historischer Tonsysteme (griechische Tetrachorde, indische und persische Leitern u. ä.), verschiedener gleichmäßig temperierter Systeme und der natürlichen Intervalle (einfache Schwingungszahlverhältnisse) mit dem „Goldenen Tonsystem" und ihre Bewertung. Schließlich werden in einer Reihe von Figuren, die meist aus regelmäßigen Fünfecken, vollständigen Fünfseiten (Pentagrammen) oder Ellipsen bestehen, Strecken angegeben, die dem goldenen Schnitt entsprechen und sich, wenn man will, natürlich auch als Intervalle des „Goldenen Tonsystems" bezeichnen lassen.

Im Anhang ist ein Monochord beschrieben, das auf einer Veränderung der Saitenspannung beruht und dem normalen Monochord in der Genauigkeit überlegen sein soll. Die Saite ist mit einem Ende über eine Walze geführt, die mit Hilfe eines selbstsperrenden, stark übersetzten Schneckengetriebes genau den berechneten Spannungswerten entsprechend und gut reproduzierbar eingestellt werden kann.

Leider ist die Gesamtanordnung des Stoffes wenig systematisch und der Text meist zur Beschreibung der vielen Tabellen weder ausreichend noch klar genug formuliert. Dadurch wirken die Arbeiten etwas aphoristisch und sind selbst für den auf diesem Gebiet bereits vorgebildeten Leser sehr schwer verständlich. In der deutschen Arbeit ist wohl auch die vor allem vom physikalischen Standpunkt aus nicht immer glückliche Übersetzung schuld daran. Jedenfalls aber bieten die Arbeiten vielerlei Anregung und Zahlenmaterial. E. THIENHAUS

Akustisches Schrifttum
in Zeitschriften des Jahres 1935

Bearbeitet von **K. Patermann**

1. Allgemeines und Gesamtdarstellungen

Acoustical work of the National Bureau of Standards. V. L. Chrisler. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 79—87.

Sound. E. G. Richardson. Rep. physic. Soc. 2 (1935), S. 166—187.

Neuere Ergebnisse und Methoden der Schwingungslehre. K. Klotter. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 561—565.

Acoustical instruments. E. C. Wente. Bell Syst. techn. J. 14 (1935), S. 388—412; J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 1—15.

Some applications of modern acoustic apparatus. S. K. Wolf & W. J. Sette. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 160—168.

Electro-acoustics and bells. G. M. Giannini, Rev. sci. Instr. 6 (1935), S. 293—295.

Zur Akustik der Atmosphäre. L. Gutin. Physik. Z. Sowjetunion 8 (1935), S. 71—80.

Fog signals. V. L. Chrisler. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 195.

Procédés modernes de technique acoustique. F. Bedeau. J. Physique Radium (7) 6 (1935), S. 42 S—43 S.

Un peu d'acoustique moderne. R. E. H. Rasmussen. Fysik. T. 33 (1935), S. 17—37.

Schallwahrnehmung, Lautstärke und Geräuschentstehung. E. Lübcke. Siemens-Z. 15 (1935), S. 141—147.

The dramatic use of controlled sound. H. Burris-Meyer. J. acoust Soc. Amer 7 (1935), S. 74.

Versuche über Schwingungen von Luft und Kohlensäure in geschlossenen Kugelresonatoren. K. Voeckler. Ann. Physik (5) 24 (1935), S. 361 bis 376. Eigentöne von Gasen.

2. Physikalische Akustik

Etude de quelques régimes vibratoires du quartz oscillant. L. Brüninghaus. J. Physique 6 (1935), S. 159—167.

Piezoelektrischer Kristall mit Ultraschallkonvergenz. J. Grützmacher. Z. Physik 96 (1935), S. 342—349.

Zur Frage der Bewegung eines schweren Tropfens im akustischen Felde. S. W. Gorbatsch u. A. B. Severny. Kolloid-Z. 73 (1935), S. 146—154.

Sichtbarmachung von Längs- und Dickenschwingungen in einem Schwingquarz. E. Hiedemann u. K. H. Hoesch. Naturwiss. 23 (1935), S. 511—512.

Über das Anwachsen der Amplitude bei Resonanzerscheinungen zweiter Art. A. Melikjan. Techn. Physik USSR 1 (1935), S. 429—448.

Über erzwungene Schwingungen einer kreisförmigen Platte mit freiem Rand. R. Schünemann. Ann. Physik (5) 24 (1935), S. 507—535.

Production of acoustic wind by a vibrating quartz crystal. S. C. Hight. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 78.

Über einige nichtstationäre Schwingungsvorgänge. L. Mandelstam u. N. Papalexi. Techn. Physik USSR 1 (1935), S. 415—428.

Couplage paramétrique entre ondes acoustiques stationaires. G. Gorélik. Techn. Physik USSR 2 (1935), S. 248—251.

Velocity of sound in liquid oxygen. R. Bär. Nature, Lond. 135 (1935), S. 158.

Velocity of high frequency sound in small tubes. G. A. Norten. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 16—26.

Determination of ultrasonic velocity in 25 organic liquids. S. Parthasarathy. Proc. Indian Acad. 2 (1935), S. 497—511.

Effect of intensity on supersonic wave velocity. W. H. Pielemeier. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 37—38.

Sound velocity in gas mixtures at high temperatures. H. Poritsky & C. G. Suits. Physic. Rev. (2) 47 (1935), S. 335.

A new theory of the anomaleous propagation of sound waves at a short distance. T. Sakai. Proc. physic.-math. Soc. Japan (3) 17 (1935), S. 240 bis 273.

Velocity of waves in oil under pressure. A. C. Talbot. Philos. Mag. (7) 19 (1935), S. 1126—1146.

The velocity of sound in sheet materials. A. B. Wood & F. D. Smith. Proc. physic. Soc. 47 (1935), S. 149—151, 185—186.

Dämpfungsverluste bei starken Schallschwingungen in Rohren. K. O. Lehmann. Ann. Physik 21 (1935), S. 533—552.

Schallabsorption in Gasen. H. O. Kneser. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 213—219. V. O. Knudsen. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 197, 199—204; Science 81 (1935), S. 578—581. K. F. Herzfeld. Ann. Physik (5) 23 (1935), S. 465—475.

Acoustical absorption as a function of frequency and angle of incidence. F. A. Osborn & P. M. Higgs. Physic. Rev. (2) 48 (1935), S. 480.

Die innere Dämpfung. Berechnungssätze für die innere Dämpfung bei mechanischen Schwingungssystemen. B. v. Schlippe. Ing.-Arch. 6 (1935), S. 127—133.

Schalldämpfung an Drähten. E. Wintergerst. Schalltechn. 7 (1935), S. 1—6.

L'isolamento acustico studiato con il metodo dei quadripoli. G. Sacerdote & A. Gigli. Alta Frequenza 4 (1935), S. 290—313.

Die Sprachenergie. J. Boysen. Techn. Mitt. schweiz. Telegr.- u. Teleph.-Verw. 13 (1935), S. 38.

Schalldämpfung in Rohren. E. Waetzmann u. L. Keibs. Ann. Physik (5) 22 (1935), S. 247—256.

Anomaleous dispersion of sound in solid cylindrical rods. R. Ruedy. Canad. J. Res. (A) 13 (1935), S. 10—15.

The rotational dispersion of sound in hydrogen. A. S. Roy & M. E. Rose. Physic. Rev. (2) 47 (1935), S. 335. Proc. Roy. Soc., Lond. 149 (1935), S. 511—522.

Extraneous frequencies generated in air carrying intense sound waves. A. L. Thuras, R. T. Jenkins & H. T. O'Neil. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 173—180.

Akustische Schwingungsausbreitung in gekörnten Substanzen und experimentelle Untersuchungen an Kohlepulver. G. Hara. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 191—200.

Anomalie nella propragazione di onde acustiche di grande ampiezza. E. F. Ghiron. Alta Frequenza 4 (1935), S. 530—581.

The diffraction of light by high frequency sound waves. C. V. Raman & N. S. N. Nath. Proc. Indian Acad. (A) 2 (1935), S. 406—420.

On the acoustic radiation pressure on circular discs. Inertia and diffraction corrections. L. V. King. Proc. Roy. Soc., Lond. 153 (1935), S. 1—16.

On the theory of the inertia and diffraction corrections for the Rayleigh disc. L. V. King. Proc. Roy. Soc., Lond. 153 (1935), S. 17—40.

On the diffraction of sound waves by spherical and cylindrical obstacles. K. Nakabayasi. Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ. 24 (1935), S. 1—13.

The velocity of sound in free air in the frequency range 3,5 to 15 kc as function of humidity. L. P. Delsasso & J. H. Munier Physic. Rev. (2) 47 (1935), S. 259, 481.

Acoustic impedance of small orifices. L. J. Sivian. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 76, 94—101.

Phénomènes à la bouche des tuyaux et des résonateurs, résistance des orifices. L. Marty. Rev. Acoust. 4 (1935), S. 13—52.

Flammes excitatrices. Rev. Acoust. 4 (1935), S. 149—177.

Impédances mécanique et acoustique. F. Bedeau. J. Physique Radium (7) 6 (1935), S. 383—387, 407—416.

A simple and precise standard of musical pitch. H. W. Lamson. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 196, 7 (1935), S. 51—55.

Spherical sound-waves of finite amplitude. N. W. McLachlan & A. L. Meyers. Proc. physic. Soc. 47 (1935), S. 644—656. Wirel. Engr. 12 (1935), S. 582—587. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 259—271.

Vorführung kurzer, stehender Schallwellen in Kundtschen Röhren. O. Brandt u. H. Freund. Z. Unterr. 48 (1935), S. 259—262.

Dust figures in a Kundt's tube. R. B. Hastings & D. H. Ball. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 59—63.

Optical observations of sound waves in arcs. C. G. Suits. Physic. Rev. (2) 47 (1935), S. 335.

Mitnahmeerscheinungen in der Akustik. H. Seiberth. Hochfr. Elektroakust. 45 (1935), S. 148 bis 158.

Die Bemerkbarkeit von Einschwingzeiten. F. Strekker. Telegr.- u. Fernspr.-Techn. 24 (1935), S. 1—5.

La distortion non-linéaire en électro-acoustique appliquée. J. Podliasky. Ann. Postes Télégr. 24 (1935), S. 1—54.

Il fenomeno Doppler per le corde vibranti studiato col metodo delle caratteristiche. L. Castoldi. R. C. Lomb. (2) 68 (1935), Nr. 6—10, 6 S.

Considerazioni teorico-analitiche sulla trasmissione del suono. III. Espressione generale e casi speciali. D. Faggiani. R. C. Lomb. (2) 68 (1935), Nr. 6—10. 11 S.

La génératice acoustique à jet d'air. J. Hartmann. J. Physique Radium (7) 6 (1935), S. 123 S—124 S.

On an acoustical phenomen „Naki-Ryu". S. Nakamura, J. Obata & K. Kurikara. Proc. Imp. Acad., Tokyo 11 (1935), S. 313—315.

Subharmonics in forced ascillations in dissipative systems. P. O. Pedersen. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 227—236, 7 (1935), S. 64—70.

Sub-harmonics. N. W. McLachlan. Wirel. Wld. 37 (1935), S. 666—668.

On vortex motion in gaseous jets and the origin of their sensitivity to sound. G. B. Brown. Proc. physic. Soc. 47 (1935), S. 703—732.

Beat notes, combinational tones, and sidebands. H. Hazel. Philos. Mag. 19 (1935), S. 103—114.

Amortissement du son dans les canaux d'aérage. C. Zwicker & C. W. Kosten. Rev. Acoust. 4 (1935), S. 1—12.

3. Schallmessung

Sur la définition des grandeurs acoustiques. L. Bouthillon. Rev. Acoust. 4 (1935), S. 57—85.

Les possibilités de mesure de la technique acoustique. P. Berger. Rev. Téléph. Télégr. 13 (1935), S. 386 bis 390, 468—475, 565—570, 649—651, 743—750, 835—839, 912—914. Tito de Micheli. Rass. Poste 1935, Nr. 1.

Mechanische Schwingungsmesser hoher Empfindlichkeit. G. Reutlinger. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 601.

Schallmessung. Martens. Z. Vermess.-Wes. 64 (1935), S. 115—118.

Akustische Messungen in der Technik. K. Fürnberg. Elektrotechn. u. Maschinenb. 53 (1935), S. 337—342, 353—357.

Neue akustische Meßgeräte. W. Jaekel. Helios, Lpz. 41 (1935), S. 1023—1025.

Meß- und Steuergerät für elektroakustische Zwecke. H. J. v. Braunmühl u. W. Weber. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 223—231.

Misuratore portatile di sensazione sonora. Alta Frequenza 4 (1935), S. 368—370.

Geräte für objektive Geräuschmessung. H. Sell. Siemens-Z. 15 (1935), S. 147—153.

Meßgeräte für Schalluntersuchungen. H. G. Thilo u. E. Freystedt. Siemens-Z. 15 (1935), S. 153 bis 156.

Einrichtung zum Messen der Verzerrungen elektroakustischer Geräte und zur spektralen Analyse. C. A. Hartmann u. H. Jacoby. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1925), S. 163—172. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 5 (1935), Nr. 2.

A mirror for the voice. R. F. Mallina. Bell Lab. Rec. 1935, S. 200—202.

A sonic interferometer for the study of absorption in liquids. A. L. Quirk & G. D. Rock. Rev. sci. Instr. 6 (1935), S. 6—7.

Field-strength measuring set using thermal agitation noise as the calibration source. A. H. Mumford & P. L. Barker. Post Office electr. Engr. J. 28 (1935), S. 40—47.

An acoustic interferometer for a wide temperature range. H. L. Andrews. Rev. sci. Instr. 6 (1935), S. 167—168.

Direct reading frequency-meter suitable for high-speed recording. F. V. Hunt. Rev. sci. Instr. 6 (1935), S. 43—46.

Sound-transmission measurements. V. L. Chrisler & W. F. Snyder. Bur. Stand. J. Res. 14 (1935), S. 749—765.

What is measured in sound absorption measurements? P. E. Sabine. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 196, 239—245.

Measurement of telephone noise and power wave shape. J. M. Barstow, P. W. Blye & H. E. Kent. Electr. Engng. 54 (1935), S. 1307—1315.

Les mesures électroacoustiques des appareils téléphoniques. T. Korn. Wiadomosci i prace panstwowego inst. telekomunik. 6 (1935), S. 27—34.

Untersuchungen an schnellveränderlichen Schallvorgängen. F. Trendelenburg u. E. Franz. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 513—516.

Elektrische Sprachanalyse. K. Ketterer. Naturwiss. 23 (1935), S. 685—688.

Die Grenzen der Analysiergeschwindigkeit bei Frequenzgemischen. C. H. Walter. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 5 (1935), S. 31—37. Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 14 (1935), S. 56—62.

A high speed level recorder for acoustic measurements. E. C. Wente, E. H. Bedell & K. D. Swartzel. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 121—129.

Schreibender Frequenzanalysator. C. H. Walter u. E. Freystedt. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 5 (1935), S. 51—65. Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 14 (1935), S. 63—77.

Tonfrequenz-Spektrometer. E. Freystedt. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 533—539.

Tests on a recording analyzer for the audible frequency range. H. H. Hall. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 76—77, 102—110.

A method for very rapid analysis of sounds. Sound grating spectroscopy. E. Meyer. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 88—93.

Schallspektroskopie. E. Meyer u. E. Thienhaus. Forschungen u. Fortschr. 11 (1935), S. 9—10. Wirel. Wld. 36 (1935), S. 467—468.

Un appareil de synthèse des sons par cellule photoélectrique: le „cellulophone". P. Toulon. Onde électr. 14 (1935), S. 555—568.

Eichung von Schallempfängern (Undographen und Membranapparate). H. Dobberstein. Z. Geophysik 11 (1935), S. 102—106.

Messungen der Schallintensität. A. C. Bernini. Elettrotecn. 22 (1935), S. 42—48.

Messung der Nachhallzeit. M. Kluge. Arch. techn. Messen (Jan. 1935), T. 10.

Messung der Längen hochfrequenter Schallwellen. J. Zühlke. Ann. Physik (5) 21 (1935), S. 667 bis 670.

Response measurement and harmonic analysis of violin tones. R. B. Abbott. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 196, 7 (1935), S. 111—116.

Beurteilung u. Messung von Lautstärken. E. Lübcke. Verh. dtsch. physik. Ges. (3) 16 (1935), S. 33.

Loudness and intensity comparisons. L. B. Ham. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 195.

A correction to the theory of the Rayleigh disc as applied to the measurement of sound-intensity in water. A. B. Wood. Proc. physic. Soc. 47 (1935), S. 779—793.

Akustische Messungen an Lippenpfeifen mittels der Interferenzmethode. T. Gaijdos. Publ. Fac. Sci. Univ. Masaryk 218 (1935), S. 1—12.

Registration of speech sounds. E. W. Scripture. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 139—141.

Measuring sound isolation, in particular of impact sound. F. M. Osswald. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 72.

Reverberation time and absorption measurements with the high speed level recorder. E. H. Bedell & K. D. Swartzel jr. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 130—136.

Messung der Schallabsorption. M. Kluge. Arch. techn. Messen (Febr. 1935), S. T 17—T 18.

Standardization of noise meters. R. G. McCurdy. Electr. Engng. 54 (1935), S. 14—15.

Integrating noise-meter. F. B. Haynes. Rev. sci. Instr. 6 (1935), S. 321.

Noise and its measurement. A. J. Muchow. Gen. Electr. Rev. 38 (1935), S. 293—296.

On errors in noise measurements by the aural method. M. Takata & K. Samura. Japan J. Engng. 13 (1935), S. 46.

Analyse von Geräuschen und ihr Zusammenhang mit der Lautstärke. H. G. Thilo u. U. Steudel. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 5 (1935), S. 39—50. Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 14 (1935), S. 78—88.

The measurement of loudness. N. R. Campbell & G. C. Marris. Proc. physic. Soc. 47 (1935), S. 153—183. Electronics 8 (1935), S. 110—113. Electrician 115 (1935), S. 143—144.

Noise measuring-instruments. Electrician 115 (1935), S. 169—170. Television 8 (1935), S. 723 bis 724.

Noise measurements for engineering purposes. B. G. Churcher. Electr. Engng. 54 (1935), S. 55—65.

Noise measurement. The case of rotating electrica machinery. B. B. Ray. Electrician 115 (1935), S. 219—222. W. Willms. Elektrotechn. Z. 56 (1935), S. 25—28, 53—56. E. J. Abbott. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 137—149, 195.

Quieting substation equipment. E. J. Abbott. Electr. Engng. 54 (1935), S. 20—26.

A loudness scale for industrial noise measurements. B. G. Churcher. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 216—226.

4. Raumakustik und Bauakustik

Bedeutung der Raumakustik im Tonfilm. W. Gabler. Kinotechn. 16 (1935), S. 78—80.

Camera acustica assorbente. Alta Frequenza 4 (1935), S. 495—501.

The new B. B. C. studio at Maida Vale. Post Office electr. Engr. J. 27 (1935), S. 299.

Sound control and isolation in the design of broadcast studios. G. M. Nixon. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 72.

Akustik in Rundfunk-Senderäumen. H. J. v. Braunmühl. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 571 bis 575. Techn. cinématogr. (Dez. 1935).

The characteristics of sound transmission in rooms. E. C. Wente. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 76, 123—126.

Fortschritte in der Theorie der Schallabsorption durch poröse Wände. L. Cremer. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 333—346.

Über poröse Schallschlucker mit variablem Strömungswiderstand. L. Cremer. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 362—367.

Neue Methoden zur Messung der Schallschluckung bei schrägen Einfallswinkeln. L. Cremer. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 568—569.

Le rôle des surfaces absorbantes dans la propagation du son. L. Brillouin. Rev. Acoust. 4 (1935), S. 113—129.

Transmission of sound through multiple walls. D. Faggiani. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 73.

Der Schallschutz von Wänden und Decken. G. Hofbauer. Funk 1935, S. 675—677. Funktechn. Monatsh. 1935, S. 415—417.

The transmission of sound by a series of equidistant partitions. D. G. Hurst. Canad. J. Res. 12 (1935), S. 398—407. A. L. Kimball. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 72—73.

Sound insulating properties of certain building constructions and certain building materials. J. S. Parkinson. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 72, 117—126. A. Touvy. Techn. cinématogr. (Okt. 1935).

On the theory of sound absorption of porous materials. M. Rettinger. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 188—191.

Theorie der Schallabsorption von Wandbekleidungen E. Wintergerst. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 569—571.

Die Mehrfachwand als akustisch-mechanische Drosselkette. E. Meyer. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 565—566. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 393—400.

Verständigung in geräuschvollen Räumen. C. A. Hartmann u. W. Janovsky. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 580—584.

A reverberation indicator based on the handclap method of estimating reverberation time. J. C. Cotton. Rev. sci. Instr. 6 (1935), S. 344—346.

L'acoustique dans l'architecture. D. A. Kirchner. Ann. Postes Télégr. 24 (1935), S. 455—473, 534 bis 572, 624—647.

On a physiological effect of several sources of sound on the ear and its consequences in architectural acoustics. F. Aigner & M. J. O. Strutt. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 155—159.

Acoustical planning of catholic churches. C. Möller. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 76.

Suggested acoustical improvements in the architectural design of bell towers. G. M. Giannini. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 135—138.

Zur Theorie der Hörsamkeit im Raum, insbes. in großen Hallen und auf Festplätzen. W. Zeller. Zbl. Bauverw. Z. Bauwes. 55 (1935), S. 751—752.

L'isolement phonique du pavillon de la radiodiffusion à l'Exposition Internationale de Bruxelles. J. Katel. Génie civ. 107 (1935), S. 15 bis 16.

Contribution à l'étude acoustique d'une nouvelle salle du Trocadero. A. Kessler. Rev. Acoust. 4 (1935), S. 97—110.

Les conditions acoustiques des salles d'audition. M. Kessler. Techn. mod., Paris Febr. (Apr. 1935).

Acoustics of halls. R. R. Berg & J. Holtsmark. Proc. Norwegian Techn. Coll. 1935.

On the optimum conditions in sound film theatres. A. J. Indlin & A. N. Kacherovich. J. techn. Physik 6 (1935), S. 928—946.

Nachhallzeiten von Konzerträumen und Schallschluckung der Zuhörerschaft. E. Meyer u. W. Jordan. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 213—220.

Ein elektrodynamischer Erschütterungsmesser und seine Anwendung auf die Untersuchung von Gebäudeerschütterungen. E. Meyer u. W. Böhm. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 404—414.

Periods of vibration of buildings. An index to their conditions. J. J. Creskoff. J. Franklin Inst. 219 (1935), S. 573—581.

5. Schallübertragung durch Rundfunk

Musik und Geräusch. Die akustischen Probleme der sauberen Rundfunkübertragung. H. Kalden. Funk 1935, S. 273—276. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 26 (1935), S. 572—573, 599—602. H. Baumgartner. Radio-Amateur 12 (1935), S. 429—431.

La qualité de la reproduction radiophonique. P. David. Onde électr. 14 (1935), S. 551—554. M. G. Scroggie. Wirel. Wld. 36 (1936), S. 130 bis 133; 37 (1935), S. 230—231. S. Dierewianko. Wiadomosci i prace panstwowego inst. telekomunik. 6 (1935), Nr. 4/5, S. 19—20.

Empfangsanlage für besonders gute Wiedergabe. W. Nestel. Funk 1935, S. 339—341, Funktechn. Monatsh. 1935, S. 231—233.

Graphical method of solution of electro-acoustic problems. C. N. Smyth. Wirel. Engr. 12 (1935), S. 543—547.

Acoustic testing of high fidelity receivers. H. A. Wheeler & V. E. Whitman. Proc. Instn. Radio Engr. 23 (1935), S. 610—617.

Elektroakustische Übertragungssysteme. F. Fischer, Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 26 (1935), S. 36—45, 74—80.

Einzelheiten über den Telefunken-Regiewagen für Großlautsprecheranlagen. Energie 14 (1935), S. 130—131.

Was ist bei Übertragungsanlagen zu berücksichtigen? Bühnentechn. Rdsch. 1935, S. 19—21.

Schallaufzeichnung im Rundfunkbetriebe. H. J. v. Braunmühl. Funktechn. Vorwärts 5 (1935), S. 71—77, 101, 106.

Magnetische Schallaufzeichnung. H. J. v. Braunmühl. Dtsch. Techn. 3 (1935), S. 184—186.

Broadcast programmes from records. J. C. G. Gilbert. Wirel. Wld. 36 (1935), S. 612—614. J. Brown. Wirel. Engr. 12 (1935), S. 379—382, J. Instn. electr. Engr., Japan 78 (1935), S. 194—228.

Whistling notes in superheterodyne receiver. M. J. O. Strutt. Wirel. Engr. 12 (1935), S. 194—197.

6. Schallübertragung auf Leitungen

Über Knallgeräusche in Freileitungen und ihre Unterdrückung durch Knallschutzgeräte. W. Wild. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 4 (1935), S. 301—304.

Geräuschgrenzen in langen, internationalen Fernleitungen. J. Collard. Elektr. Nachr.-Wesen 13 (1935), S. 135—139.

Die Messung des Sprachvolumens auf Leitungen. R. Tamm u. C. A. Hartmann. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 4 (1935), S. 309—311. VDE-Fachber. 1934, S. 124—126.

Measuring noise levels on short-wave radio-telegraph circuits. H. O. Peterson. Proc. Instn. Radio Engr. 23 (1935), S. 128—131.

A delay apparatus using magnetic recording. K. Nagai, I. Nisimura & Y. Hasimoto. J. Inst. Telegr. Teleph. Engr. 1935, S. 519—524.

7. Mikrophone

Die gebräuchlichen hochwertigen Mikrophone. W. Weber. Funktechn. Vorwärts 5 (1935), S. 19—21, 52—56. W. Furrer. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 26 (1935), S. 719—724.

Recent advances in carbon microphone research, and measuring displacements of microphone contacts. F. S. Goucher. Bell Lab. Rec. 13 (1935), S. 332—336.

Les propriétés rectificatrices des microphones à résistance variable. J. Groszkowski. Wiadomosci i prace panstwowego inst. telekomunik. 6 (1935), Nr. 2, S. 13—14.

Über die Empfindlichkeit von Kohlemikrophonen bei sehr tiefen Frequenzen. F. Hehlgans u. O. Mattiat. Hochfr. Elektroakust. 45 (1935), S. 37—42.

Transverse current carbon microphone. D. W. Heightman. Wirel. Wld. 36 (1935), S. 29—30.

Das Rauschen von Kohlemikrophonen. R. Otto. Hochfr. Elektroakust. 45 (1935), S. 187—198.

A simple moving-coil microphone. D. McMillan. Post Office electr. Engr. J. 27 (1935), S. 284 bis 289.

New transmitter by Automatic Electric Co. Teleph. Engr. 39 (1935), Nr. 11, S. 42—43.

Versuchsergebnisse mit dem Kondensatormikrophon. K. Eisenzapf. Funktechn. Monatsh. 1935, S. 473—475. Funk 1935, S. 757—760.

A non-directional microphone. R. N. Marshall. Bell Lab. Rec. 14 (1935), S. 34—38.

Kapazitive Richtmikrophone. H. J. v. Braunmühl u. W. Weber. Hochfr. Elektroakust. 46 (1935), S. 187—192.

Crystal microphone design for single-direction pick-up. A. L. Williams & J. P. Arndt. Electronics 8 (1935), S. 242—234. QST 19 (1935), Nr. 12, S. 78, 80, 82.

A microphone concentrator. J. I. Schneider. Z. techn. Physik 5 (1935), S. 855—867.

Das Kristall-Klangzellen-Mikrophon. H. Dillge. Funktechn. Vorwärts 5 (1935), S. 187—188.

8. Lautsprecher

Almost periodic functions and the vibrating membrane. A. S. Avakian. J. Math. Physics 14 (1935), S. 350—378.

The transverse vibrations of membranes and plates. R. C. Colwell. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 194; 7 (1935), S. 228—230.

Über die Berechnung des Schallfeldes einer kreisförmigen Kolbenmembran. H. Stenzel. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 16—30.

The use of loud speakers in groups. E. Petzold. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 76.

Großlautsprecher-Übertragungstechnik. Radiotechn. Rdschn. 3 (1935), Nr. 4, S. 1—4. Elektrotechn. Anz. 52 (1935), S. 143—144. Mainka. Funk 1935, S. 583—584, 671—672. J. Lennertz u. P. Miram. Radiohändler 12 (1935), S. 681—682, Sonderheft, S. 107—110.

Loud-speaker baffles. N. W. McLachlan. Wirel. Wld. 37 (1935), S. 296—299. F. Bedeau & J. de Mare. Rev. Acoust. 4 (1935), S. 199—212.

Untersuchungen an Konuslautsprechern. O. Schaffstein. Hochfr. Elektroakust. 45 (1935), S. 204—213.

Lautsprecher und die für sie geeigneten Meßverfahren. U. Steudel u. A. Schaaf. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 5 (1935), Nr. 2. R. Wilke. Funktechn. Vorwärts 5 (1935), S. 259—261.

Lautsprecher-Untersuchungen. H. Baumgartner. Radio-Amateur 12 (1935), S. 367—372.

Harmoniques engendrés dans les haut-parleurs à pavillon. Y. Rocard. Onde électr. 14 (1935), S. 27—32.

Sound waves of finite amplitude in an exponential horn. S. Goldstein & N. W. McLachlan. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 275—278.

Lautsprecheranlagen mit akustischer Verzögerung. Funk 1935, S. 445—446.

Influence des phénomènes de diffraction sur la courbe de réponse d'un haut-parleur. F. Bedeau. Rev. Acoust. 4 (1935), S. 229—232.

9. Telephone

Performance of telephone receivers as affected by the ear. H. F. Olson & F. Massa. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 250—254.

Some performance characteristics of the subscriber's telephone transmitter. D. McMillan. Post Office electr. Engr. J. 28 (1935), S. 167—178.

Versuche zur Verbesserung von Telephonieanlagen für geräuscherfüllte Räume. K. Krüger u. W. Willms. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 585 bis 590.

Über die Berechnung des akustischen Teiles der Telephone. Andrejew u. Rjabinina. Techn. Phys. Sowjetunion 1 (1935), S. 151—168.

10. Tonfilm- und Magnettontechnik

Der Tonfilm. E. v. Lölhöffel. Telefunkenztg. 71, S. 5—16, 72, S. 12—23. Filmtechn. 11 (1935), H. 16, S. 15—18. R. E. Merkel. Film u. Bild in Wiss. Erziehg. u. Volksbildung 1 (1935), S. 161—167.

Tonaufnahmegerät. P. Hatschek. Filmtechn. 11 (1935), H. 10, S. 123—124. E. Kammerer. Kinotechn. 17 (1935), Nr. 12, S. 201—204. G. Kemna. Kinotechn. 17 (1935), Nr. 9, S. 151—155. O. Laass. Filmtechn. 11 (1935), H. 10, S. 121—123.

Some instruments used in the recording of sound on film. R. A. Bull. J. sci. Instr. 13 (1935), S. 37—46.

Neue Elektronenstrahlröhren mit Hochvakuum zur Tonaufzeichnung. M. v. Ardenne. Filmtechn. 11 (1935), S. 55—58.

Automatisierung der Tonaufnahme. P. Hart. Filmtechn. 11 (1935), S. 220—222.

Vorzüge und Fehler der Tonschriften. P. Hatschek. Film-Kurier 17 (1935), Nr. 245, S. 7, Nr. 251, S. 7; Fernsehen 6 (1935), S. 82—83.

Theorie der photographischen Registrierung. H. Kaiser. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 303—314.

Die ersten Vielfach-Zacken-Aufnahmen. W. Filzinger. Kinotechn. 16 (1935), S. 37—39.

Hand-drawn sound. Electronics 8 (1935), S. 448.

Sound from print. Electrician 115 (1935), S. 550. Wirel. Wld. 36 (1935), S. 310. Electronics 8 (1935), S. 52—53.

Tiefenschrift in der Praxis. Filmtechn. 11 (1935), S. 116—117.

Lichttonaufnahmegerät für Zackenschrift. P. Hatschek. Phonogr. Ind. 33 (1935), S. 307—309.

Elektrographie, ein neues elektrostatisches Aufzeichnungsverfahren u. seine Anwendungen. P. Selenyi. Elektrotechn. Z. 56 (1935), S. 961—963.

Tonaufnahmeverfahren nach Prof. A. Chorine. Kinotechn. 17 (1935), S. 83—84.

Mechanographische Tonaufnahme, System Philips-Miller. Fernsehen 6 (1935), S. 71—72.

Automatische Angleichung der Lautstärke verschiedener Tonaufzeichnungen. Kinotechn. 17 (1935), S. 345—346.

Magnetische Schallaufzeichnung. E. Schüller. Elektrotechn. Z. 56 (1935), S. 1219—1221.

Das Magnetophon. W. H. Hansen. Elektrotechn. Z. 56 (1935), S. 1132. AEG-Mitt. 1935, S. 299—301. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 27 (1935), S. 84—85. Dtsch. Techn. 16 (1935), S. 507—509.

Elektromagnetische Lichttonaufzeichnung. P. Hatschek. Kinotechn. 3 (1935), S. 35—37. Wirel. Engr. 13 (1935), S. 175—178.

Recent developments in sound film reproducers. J. H. Phillips. Junior Inst. Engr. J. 46 (1935), S. 53—75.

Flutter in sound records. T. E. Shea, W. A. MacNair & V. Subrizi. J. Soc. Motion Pict. Engr. Nov. 1935.

Frequenz- und Lautstärkegrenzen für Musikwiedergabe. H. Fletcher. Filmtechn 11 (1935), S. 29—30.

Die rundfunkmäßige Verbreitung von Tonbildsendungen auf ultrakurzen Wellen in Deutschland. W. Scholz. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 3—16. Mitt. RPZ. 18 (1935), S. 260 bis 274. Dissertation Berlin 1935.

Lichtton-Wiedergabegerät. E. Nesper. Elektrotechn. Z. 56 (1935), S. 996. Phonogr. Radio-Z. 36 (1935), S. 191—196.

Die „Elektrifizierung der Schallplatte. O. Suhr. Draht u. Äther 5 (1935), S. 5—9.

11. Schallplatten und Tonabnehmer

Schallplatten-Selbstherstellungsverfahren. J. Gross. Phonogr. Radio-Z. 6 (1935), Nr. 3, S. 12—16. W. Daudt. Funktechn. Vorwärts 5 (1935), S. 131 bis 136. Funk 1935, S. 497—501.

Schallplatten-Wiedergabe und -Aufnahme auf der Funkausstellung 1935. P. Hatschek. Radiohändler 12 (1935), S. 786—791. R. J. Wittwer. Phonogr. Radio-Z. 36 (1935), S. 454—456.

New musical uses of electrical grammophone records. Karafetcff. Science 81 (1935), Nr. 2094, S. 8—9.

Arbeitsweise und Aufbau eines elektromagnetischen Schallplattenschreibers. W. Baer. Funktechn. Vorwärts 5 (1935), S. 455—456, 486—488.

Sugli effetti acustici derivanti da imperfezioni di centratura dei dischi fonografici. O. M. Corbino & E. Cambi. Atti R. Accad. naz. Lincei, Rend. 21 (1935), S. 116—119. Alta Frequenza 4 (1935), S. 448—449.

12. Akustik in der Wehrtechnik

Ortsbestimmung durch Schallmessung. A. Berroth. Z. Vermess.-Wes. 64 (1935), S. 77—81.

Über akustische Vermessung. E. Feyer. Allg. Vermess.-Nachr. Okt. 1935, S. 505—513.

Versuche über akustische Orientierung. B. Casella. G. Med. mil., Rom. Febr. 1935, S. 123.

Geräteausstattung für Schallmeßtrupps. Techn. Wooruschanie, Moskau. Jan. 1935, S. 16.

Akustische Flugzeugortung. E. Kutzscher. Dtsch. Luftwehr 1935, S. 543. P. Léglise. Rev. Armée Air. Febr. 1935, S. 147—172. Aeroplane. Juni 1935, S. 347—348.

The „petoscope". A. L. Fitzgerald. Electronics 8 (1935), Nr. 10, S. 26—29. (Abhörgerät f. Flugzeuge).

Reducing noise in airplane sound locators. F. R. House. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 75, 127—134.

Practical airplane quieting. R. F. Norris. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 72.

Airplane acoustics. S. J. Zand. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 72.

Über Unterwasserexplosionen und ihre Wirkung. A. Haid u. A. Schmidt. Z. ges. Schieß- u. Sprengstoffwes. 30 (1935), S. 229—233.

Instantaneous speeds in air of explosion reports at short distances from the source. F. L. Partlo & J. H. Service. Physics 6 (1935), S. 1—5.

On the motion of high-pressure powder gases and compression waves in the neighbourhood of the muzzle of a rifle. K. Terazawa, M. Tamano u. S. Hattori. Rep. aeron. Res. Inst., Tokyo 9 (1935), S. 439—492.

Propagation of explosion condensation through air. L. Thompson. Physic. Rev. (2) 47 (1935), S. 811.

13. Echolote

Systems of echo sounding. Nature, Lond. 135 (1935), S. 896—900. Electrician 114 (1935), S. 3.

Echolotung in Luft. W. Geffcken. Umschau Wiss. Techn. 1935, S. 4—5.

Magnetostriction echo depth-recorder. A. B. Wood, F. D. Smith & J. A. McGeachy. J. Inst. electr. Engr. 76 (1935), S. 550—566.

Echolot der Firma Henry Hughes. Wirel. Wld. 1935, S. 326—327.

Akustische Tiefen-Messung. E. Lübcke. Arch. techn. Messen 5 (1935), Lfg. 49, V. 1124—1, T 86—T 88.

Tiefsee-Schallotungen. C. Vallaux. Rev. Maritime, Paris 1935, S. 433—463.

The Dorsey-fathometer. H. G. Dorsey. J. Washington Acad. Sci. 25 (1935), S. 469—476. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 194.

Unterwasserschallsignale als Wegweiser zwischen Feuerschiffen und anderen Fahrzeugen. H. Harms. Kriegsmarine 1935, S. 8—9.

Echo sounding in fishery research. O. Sund. Nature, Lond. 135 (1935), S. 953.

Mehrfach-Reflexionen beim Echoloten auf weichem Grund. H. Rust. Naturwiss. 23 (1935), S. 387—389.

Erkundungen über Art und Schichtung des Meeresbodens mit Hilfe von Hochfrequenz-Echoloten. T. Stocks. Naturwiss. 23 (1935), S. 383—387.

Neue Echoloteinrichtung. Elektrotechn. Z. 56 (1935), S. 898.

Neuzeitliche Mittel für die Unterwasser-Signalverbindung in den ausländischen Flotten. A. Pustowalow. Techn. Wooruschanie, Moskau 1935, Nr. 12, S. 15.

14. Lärm- und Erschütterungsabwehr

Lärmschutz. E. Wintergerst. Süddtsch. Monatsh. April 1935, S. 414—418.

Physikalische Grundlagen und neuere Ergebnisse der Lärmbekämpfung. K. W. Wagner. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 544—554. Z. VDI 79 (1935), S. 531—545.

Geräuschverminderung an elektrischen Maschinen. E. Lübcke u. H. Plattner. Siemens-Z. 15 (1935), S. 157—164.

Geräuschbildung und Geräuschverminderung bei elektrischer Energieumsetzung. E. Lübcke. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 576—580.

Noise reduction problems in central stations. J. F. Cellerier. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 76.

Geräuschuntersuchungen an elektrischen Maschinen. H. Moser. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 26 (1935), S. 305—322.

Schwingungsmeßgeräte in Flugzeugen. H. W. Koch. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 603—607.

Neuere Schwingungsuntersuchungen am Eisenbahnoberbau. H. W. Koch. Org. Fortschr. Eisenbahnwes. 90 (1935), S. 228.

Entstehung des Quietschgeräusches bei Bremsen. G. Buckmann. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 600—601. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 401—403.

The noise problem in the application of fans. D. K. McMahan. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 75.

Exhaust noises and other noises of motor transport. T. R. Cave-Browne-Cave. Roy. Soc. Arts 83 (1935), S. 760—778.

Sound control in air conditioning equipment. A. Merle. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 76.

Fernsprechen in geräuschgestörten Räumen. Ind. Psychotechn. 12 (1935), S. 383—384.

Geräuschmessungen an Schreibmaschinen. H. Stumpp u. W. Bausch. Meßtechn. 11 (1935), S. 193—197.

The velocity of the shock wave not affected by the rate of detonation of an explosive. D. B. Gawthrop. J. Franklin Inst. 219 (1935), S. 471—476.

L'influence des bruits et trépidations sur la santé publique. J. Katel. Rev. Acoust. 4 (1935), S. 86—96.

Gerät zum Messen von Schiffsschwingungen. O. Müller. Forschg. Ind.-Wes. 6 (1935), S. 234.

Schwingungsmessungen an Hobelmaschinen. A. Kessner. Werkst.-Techn. u. Werksleiter 29 (1935), S. 84.

Messung von Kraftfahrzeugschwingungen. H. Waas. Z. VDI 79 (1935), S. 199.

Ein elektrodynamischer Erschütterungsmesser und seine Anwendung auf die Untersuchung von Gebäudeerschütterungen. E. Meyer u. W. Böhm. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 404.

15. Physiologische Akustik

Quelques notions d'acoustique physiologique. S. Kagan. Rev. Acoust. 4 (1935), S. 130—148.

Sur l'importance des phénomènes psychologiques en acoustique. J. Brillouin. Rev. Acoust. 4 (1935), S. 179—198.

The acoustical functions of the larynx. E. G. Richardson. Proc. Univ. Durham Phil. Soc 9 (1935), S. 146—152.

Physiologische Untersuchungen über die Stimmklangbildung. W. Trendelenburg. Berl. Ber. 1935, S. 525—573.

Untersuchungen über die Stimmbandschwingungen. Trendelenburg und H. Wullstein. Berl. Ber. 1935, S. 365.

Quantitative studies on the human voice. S. K. Wolf, D. Stanley & W. J. Sette. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 196, 255—266.

On the physics of speech sounds. F. Trendelenburg. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 73, 142 bis 147.

Overlapping of speech sounds. E. W. Scripture. Nature 136 (1935), S. 759.

Vocal resonators. D. Lewis. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 74.

Film tracks of english vowels. E. W. Scripture. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 169—172.

Failure of Fourrier analysis applied to vowel vibrations. E. W. Scripture. Nature 136 (1935), S. 223.

Les sons de consonnes. Millet. Rev. franç. Phoniatr. 3 (1935), S. 124—139.

Studies in modern english speech. R. Curry. Proc. Univ. Durham Phil. Soc. 9 (1935), S. 153—163.

Klangspektren und Lautstärke deutscher Sprachlaute. L. Barczinski und E. Thienhaus. Arch. néerl. Phonét. expér. 11 (1935), S. 47—68.

Loudness of unison produced by a number of voices, each of unit loudness. J. Redfield. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 194.

An analysis of some artistic elements in singing. H. G. Seashore. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 74.

Rhythmus der ungebundenen Sprache. L. Hegedus. Arch. néerl. Phonét. expér. 11 (1935), S. 39—46.

Distribution of peak and root-meansqare pressures in conversational speech. H. K. Dunn & S D. White. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 73.

The electrical phenomena of the Cochlea and the auditory nerve. H. Davis. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 196—197, 7 (1935), S. 205—215.

Physikalische Probleme der Hörphysiologie. G. v. Békésy. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 71—83.

Neue Forschungen über das Hören. K. Kuh. Naturforscher 11 (1935), S. 346—349.

Hearing and aids to hearing. A. F. Rawdon-Smith. Nature 135 (1935), S. 483—484.

Influence of experimental technique on the measurement of differential intensity sensitivity of the ear. H. C. Montgomery. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 196, 7 (1935), S. 39—43.

Loudness level contours and intensity discrimination of ears with raised auditory thresholds. S. N. Reger. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 73.

Der Aufbau des Tonhöhenbewußtseins. W. Bürck, P. Kotowski und H. Lichte. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 326—333.

Über die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres. E. Waetzmann. Festschr. der TH. Breslau 1910 bis 1935, S. 470—478.

The pitch, the loudness and the timbre of musical tones. H. Fletcher. J. Franklin Inst. 220 (1935), S. 405—429.

The relation of pitch to intensity. S. S. Stevens. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 150—154.

Beats and combination tones at intervals between the unison and the octave. J. C. Cotton. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 44—50.

Demonstration of beat note and other phenomena. R. M. Sutton. Science 81 (1935), S. 225—256.

Das Minimum audibile und die Kontrastschwelle. J. L. van Soest und P. D. Groot. Physics 2 (1935), S. 196—200.

Hörbarkeit von Lautzeitdifferenten. W. Bürck, P. Kotowski und H. Lichte. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 354—362.

On the principle of uncertainty in sound. W. E. Kock. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 56—58.

Über die Zunahme der Lautstärke bei mehreren Schallquellen. E. Lübcke. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 77—80.

Normal „visual hearing" F. G. Cotton. Science 82 (1935), S. 592—593. Über akustische Rauhigkeit. G. v. Békésy. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 276 bis 282.

Plastisches Hören. Eine neue Möglichkeit der Ultrakurzwellen. H. J. v. Braunmühl und W. Weber. Funktechn. Vorwärts 5 (1935), S. 422—425.

Apparat duration of sound perception. S. Lifshitz. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 73.

Lautstärke von Knacken, Geräuschen und Tönen. W. Bürck, P. Kotowski und H. Lichte. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 278—288.

Frequenzabhängigkeit der Vibrationsempfindung des Menschen. W. Setzepfand. Z. Biologie 104 (1935), S. 2.

Sul comportamento del senso del tatto alle vibrazioni. A. Hugony. Alta Frequenza 4 (1935), S. 603—611.

On the auditory sensitivity of animals relative to man. J. C. Steinberg. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 73.

Sound waves and the auditory sensation. R. Taguti. Bull. Inst. physic. chem. Res., Tokyo 14 (1935), S. 272—280.

Hörbarkeit von Knacken und kurzdauernden Tönen. W. Bürck, P. Kotowski u. H. Lichte. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 516—519.

16. Musik-Instrumente

Wesentliche Eigenschaften von Musikklängen. O. Vierling. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 528 bis 533.

An analysis of the vibrato from the viewpoint of frequency and amplitude modulation. J. R. Tolmie. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 2[illegible]—36.

Preliminary study of the vibrations of a violon. F. A. Saunders & H. H. Hall. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 74.

Il problema del „tocco" nel pianoforte. A. Febbari. Alta Frequenza 4 (1935), S. 582—602.

Über die Stimmung von Flügeln. M. Grützmacher und W. Lottermoser. Physik. Z. 36 (1935), S. 903—912.

On the tone quality of pianoforte. R. N. Ghosh. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 27—28.

Zur Physik des Konzertflügels. W. Lange. Hochfr. Elektroakust. 45 (1935), S. 118—128, 159—167.

Experimental studies on the sound and vibration of drum. J. Obata & T. Tesima. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 267—274.

Further studies on the acoustical properties of Syamisen, a three-stringed japanese musical instrument. J. Obata & A. Amemiya. Proc. Imp. Acad., Tokyo 11 (1935), S. 216—218.

Messungen an Zungenpfeifen. J. Zak. Publ. Fac. Sci. Univ. Masaryk 218 (1935), S. 13—24.

Organ pipes and vowel quality. A. T. Jones. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 282—283.

A mechanical bower for violins. R. B. Abbott. J. acoust. Soc. Amer. 7 (1935), S. 74—75.

The contribution of science to the development of the modern grand pianoforte. G. Marriner. J. Franklin Inst. 219 (1935), S. 1—15.

17. Elektrische Musik

Erfahrungen mit der neuen radioelektrischen Orgel in Lausanne. L. Neuberger. Z. Instrumentenkde. 55 (1935), S. 126—127.

Jörg Magers „Partiturophon". P. Zoll. Z. Musik 102 (1935), S. 1333—1334.

The design considerations for a simple and versatile electronic music instrument. B. F. Miessner. J. acoust. Soc. Amer. 6 (1935), S. 181—187.

Selbstbau eines Theremin-Musikgerätes. E. Gronwald. Funk 1935, S. 793—797.

Music from whirling discs. S. Kaufman. Radio News 17 (1935), Nr. 1, S. 8, 59. Hammond electric organ makes debut. The Diapason, Chicago, Mai 1935.

The orgatron. Music Trades Rev. New York. August 1935.

New electronic organ based on alternator principle. Electronics 8 (1935), S. 156.

WCAU's photona organ. Electronics 8 (1935), S. 123.

Elektrische Musikinstrumente. F. Scheminzki. Radio-Wien 11 (1935), Nr. 41, S. 12, Nr. 42, S. 12, Nr. 43, S. 12, Nr. 44, S. 12.

18. Ultraschall

Ultraschall. E. Hiedemann. Naturwiss. 14 (1935), S. 201—263.

Ultrasonic oscillations and their application. S. Sokoloff. Techn. Physik Sowjetunion 2 (1935), S. 522—544.

Erfahrungen beim Bau einer Anlage für die Erzeugung von Ultraschallwellen. M. v. Ardenne. Funktechn. Monatsh. 1935, S. 285—288. Funk 1935, S. 665—668.

Sur la propagation des ultrasons dans les milieux liquides. R. Lucas. C. R., Acad. Sci., Paris 201 (1935), S. 1172—1174.

Einfluß von Ultraschallwellen auf die Kolloidlöslichkeit von Metallhydroxyden. N. Sata & S. Watanabe. Kolloid-Z. 73 (1935), S. 50—57.

Messung von Geschwindigkeiten der Ultraschallwellen bei geringem Drucke. E. J. Pumper. Physik. Z. Sowjetunion 1935, S. 300—310.

Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Ultraschallwellen in Kolloidlösungen. A. Passynski. Acta Physicochim. USSR 3 (1935), S. 779—782.

Measurement of the velocity of sound in low temperature liquids at ultrasonic frequencies. A. Pitt & W. J. Jackson. Canad. J. Res. 12 (1935), S. 686—689.

Sichtbarmachung stehender Schall- und Ultraschallwellen in Gasen. O. Brandt u. H. Freund. Z. Physik 95 (1935), S. 415—416.

Sichtbarmachung von Ultraschall in Gasen und seine Intensitätsmessung. R. Pohlmann. Naturwiss. 23 (1935), S. 511.

Sichtbarmachung der stehenden Ultraschallwellen in durchsichtigen festen Körpern. E. Hiedemann & K. H. Hoesch. Z. Physik 96 (1935), S. 268—272, 98 (1935), S. 141—144.

Versuche zur Brechung von Ultraschallwellen. W. Bez-Bardili. Physik. Z. 36 (1935), S. 20 bis 24.

Ultraschall-Totalreflektrometer zur Messung von Schallgeschwindigkeiten sowie der elastischen Konstanten fester Körper. W. Bez-Bardili. Z. Physik 96 (1935), S. 761—786.

Messung der Ultraschallgeschwindigkeit in schwerem Wasser (D_2O). H. Baer. Helv. phys. Acta 8 (1935), S. 500—502.

Optische Messungen von Ultraschallgeschwindigkeiten in Flüssigkeiten. Ch. Bachem u. E. Hiedemann. Z. Physik 94 (1935), S. 68—71.

Absorption von Ultraschallwellen in einigen Flüssigkeiten. P. Bazulin. Physik. Z. Sowjetunion 8 (1935), S. 354—358.

Kohärenzverhältnisse in den an stehenden Ultraschallwellen in Flüssigkeiten erzeugten Beugungsspektren. R. Baer. Helv. phys. Acta 8 (1935), S. 591—600.

Stoßanregung intramolekularer Schwingungen in Gasen und Gasgemischen auf Grund von Schalldispersionsmessungen. A. Eucken u. H. Jaacks. Z. physik. Chem. Abt. B 30 (1935), S. 85—112.

Nachweis der Frequenzänderung des Lichtes durch Doppler-Effekt bei der Lichtbeugung an Ultraschallwellen. L. Ali. Helv. phys. Acta 8 (1935), S. 502—505.

Darstellung der Fresnelschen Beugungserscheinungen mit Wasseroberflächen und Ultraschallwellen. E. Grossmann und E. Hiedemann. Z. Physik 95 (1935), S. 383—390.

The ultra sonic vibration of small plates. R. C. Colwell & L. R. Hill. Science 82 (1935), S. 283 bis 284.

On the mechanism of emulsification by ultrasonic waves. C. Bondy & K. Söllner. Trans. Faraday Soc. 31 (1935), S. 835—843.

The influence of gases on mercury prepared by ultrasonic waves. C. Bondy & K. Söllner. Trans. Faraday Soc. 31 (1935), S. 843—846.

Der magnetische Barkhausen-Effekt bei Ultraschallbestrahlung. H. E. Hollmann & W. Bauch. Naturwiss. 23 (1935), S. 35.

Déflagration des substances explosives par les ultrasons. N. Marinesco. C. R., Acad. Sci., Paris 201 (1935), S. 1187—1189.

La préparation des colloides à l'aide des ultrasons. N. Marinesco. Bull. Soc. roum. Phys. 36 (1935), S. 181—189.

On the behaviour of suspended particles in air, and the velocity of sound at supersonic frequencies. E. B. Pearson. Proc. phys. Soc. 47 (1935), S. 136—148.

The effect of temperature on supersonic dispersion in gases. H. L. Penman. Proc. phys. Soc. 47 (1935), S. 543—548.

The effect of pressure on supersonic dispersion in gases. W. Reilston & E. G. Richardson. Proc. phys. Soc. 47 (1935), S. 533—542.

L'influence des ondes ultra-acoustiques sur le procés de solidification des métaux fondus. S. Sokoloff. Acta Physicochim. USSR 3 (1935), S. 939 bis 944.

Praktische Ausnutzung der Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen. S. J. Sokoloff. Physik. Z. 36 (1935), S. 142—144.

A triple-quartz-plate supersonic generating and receiving system. H. L. Yeagley. Rev. sci. Instr. 6 (1935), S. 148—153.

Impression des plaques photographiques par les ultrasons. N. Marinesco & M. Reggiani. C. R. Acad. Sci , Paris 200 (1935), S. 548—550.

Supersonic velocity in gases. C. Iskii. Sci. Pap. Inst. physic. chem. Res., Tokyo 26 (1935), Nr. 560 bis 565, S. 201—207.

Ultraschall. N. Malow u. S. Rschevkin. Techn. Physik USSR 2 (1935), S. 369—371.

Richtlinien für Geräuschzeiger und -schreiber

Erster Entwurf

Vorbemerkungen: Die folgenden Richtlinien legen die grundsätzlichen Eigenschaften eines objektiven Meßgerätes für die Bestimmung der Lautstärke von Geräuschen, Tönen und Klängen fest. Sie sind vom Deutschen Akustischen Ausschuß in seiner Sitzung am 25. 9. 1936 als vorläufige Richtlinien angenommen worden und werden hiermit zur allgemeinen Erörterung veröffentlicht.

Die festgelegten Werte sind das Ergebnis zahlreicher Untersuchungen über die objektive Messung von Lautstärken. Sie sind so gewählt worden, daß einerseits die Meßwerte eines Gerätes, das die Richtwerte einhält, hinreichend genau mit subjektiv gemessenen Werten übereinstimmen, andererseits aber der notwendige technische Aufwand mit der angestrebten Genauigkeit in Einklang bleibt.

Für stark spitzenhaltige Geräusche ist eine größere Abweichung gegenüber subjektiv gewonnenen Meßwerten zu erwarten. Diese Richtlinien sollen daher nicht ausschließen, daß für stark spitzenhaltige Geräusche erweiterte oder geänderte Festsetzungen getroffen werden.

Die Nachbildung der Ohreigenschaften ist auf das unbedingt notwendige Maß beschränkt worden. Den Frequenzbewertungskurven liegen die Messungen von H. Fletscher und W. A. Munson[1]) zugrunde. Es wurden 3 Kurven für die Lautstärkebereiche 0 bis 40 phon, 40—60 phon und für Lautstärken über 60 phon ausgewählt. Für den Bereich hoher Frequenzen wurden die Kurven einander angeglichen, so daß nur im Bereich tiefer Frequenzen von 30 bis 900 Hz Unterschiede in der Frequenzbewertung vorhanden sind.

Für die Festlegung der Integrationszeit für Töne kurzer Dauer wurden die Messungen von G. von Békésy[2]) herangezogen.

1. Skale. Die Lautstärkeskale eines Geräuschzeigers und -schreibers soll in phon geeicht sein. Nach Möglichkeit soll eine gleichmäßige Unterteilung der Skale in Phonwerten angestrebt werden[3]).

2. Bewertungskurven. Die Anzahl der Bewertungskurven richtet sich nach dem Meßbereich des Geräuschmessers. Für Lautstärken unter 40 phon gilt die in dem Kurvenblatt (Abb. 1) und in der Tabelle 1 festgelegte Bewertungskurve I, für Lautstärken von 40—60 phon die Kurve II und für Lautstärken über 60 phon die Kurve III.

Die zulässigen Abweichungen von den Sollkurven sind in der Abb. 1 gestrichelt eingezeichnet und in der Tabelle 1 in der letzten Spalte aufgeführt. Sie müssen eingehalten werden, wenn bei 1000 Hz Sollkurve und Kurve des Meßgerätes zur Deckung gebracht sind.

3. Richtungscharakteristik. Die Richtungscharakteristik des Mikrophons soll möglichst kugelförmig sein[1]).

Tabelle 1.

Bewertungskurven I, II und III für die Lautstärken 0—40 phon, 40—60 phon und über 60 phon.

Hz	Dämpfung in db gegenüber der Dämpfung des 1000 Hz Tones			Zulässige Abweichung in db
	I	II	III	
30	+47	+32	+9	± 3
50	+38	+25	+5	± 3
100	+27	+16	+2	± 3
150	+20	+12	+1	± 3
200	+16	+ 9	+1	± 3
300	+10	+ 5	0	± 3
400	+ 6	+ 2	0	± 3
500	+ 4	+ 1	0	± 3
600	+ 2	0	0	± 3
700	+ 1	0	0	± 3
800	+ 1	0	0	± 3
900	0	0	0	± 3
1000	0	0	0	± 3
1500	— 1	— 1	— 1	± 3
2000	— 2	— 2	— 2	± 3
3000	— 2	— 2	— 2	± 3
4000	— 1	— 1	— 1	± 4
5000	+ 1	+ 1	+1	± 5
6000	+ 4	+ 4	+4	± 6
8000	+ 8	+ 8	+8	± 6

Tabelle 2.

Anzeige des Gerätes bei Sinustönen kurzer Dauer.

Dauer des Sinustones	Dämpfung in db gegenüber der Dämpfung eines Dauertones gleicher Amplitude
0,2 sec	± 0,5 db
0,1 sec	+ 0,5 bis + 1,5 db
0,05 sec	+ 3,0 bis + 5,0 db

[1]) H. Fletscher und W. A. Munson, J. Acous. Soc. Am. 5 (1933), S. 82.

[2]) G. v. Békésy, Physik. Z. 30 (1929), S. 118.

[3]) Zur Festlegung der Lautstärkeeinheit siehe Entwurf 41 des A. E. F. „Einheit der Lautstärke", ETZ. 6 (1936) (gültig bis zur Festlegung einer internationalen Lautstärkeeinheit).

[1]) Zur Zeit wird bei Verwendung eines Druckempfängers eine Frontfläche des Mikrophons von 200 cm² für hinreichend klein gehalten.

4. Anzeige. Die Anzeige des Gerätes (Höchstwert) für Tönekurzer Dauer soll den in Tabelle 2 angegebenen Werten entsprechen. Das Überschwingen des Zeigers oder Schreibstiftes beim Einschalten eines Tones, dessen Dauer 0,25 sec überschreitet, soll nicht größer als 1 db sein.

5. Eichung. Die Eichung des Geräuschmessers soll im Schallfeld einer ebenen fortschreitenden Welle, deren Schalldruck vor Einbringung des zu eichenden Gerätes eingestellt wird, ausgeführt werden. Die absoluten Eichwerte bei der Frequenz 1000 Hz sollen auf ± 1 db mit der Eichung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt übereinstimmen.

Die laufende Nacheichung soll akustisch erfolgen, so daß auch die Empfindlichkeit des Mikrophons mit erfaßt wird. Die Genauigkeit der Eichtonquelle soll ± 1,5 Phon betragen.

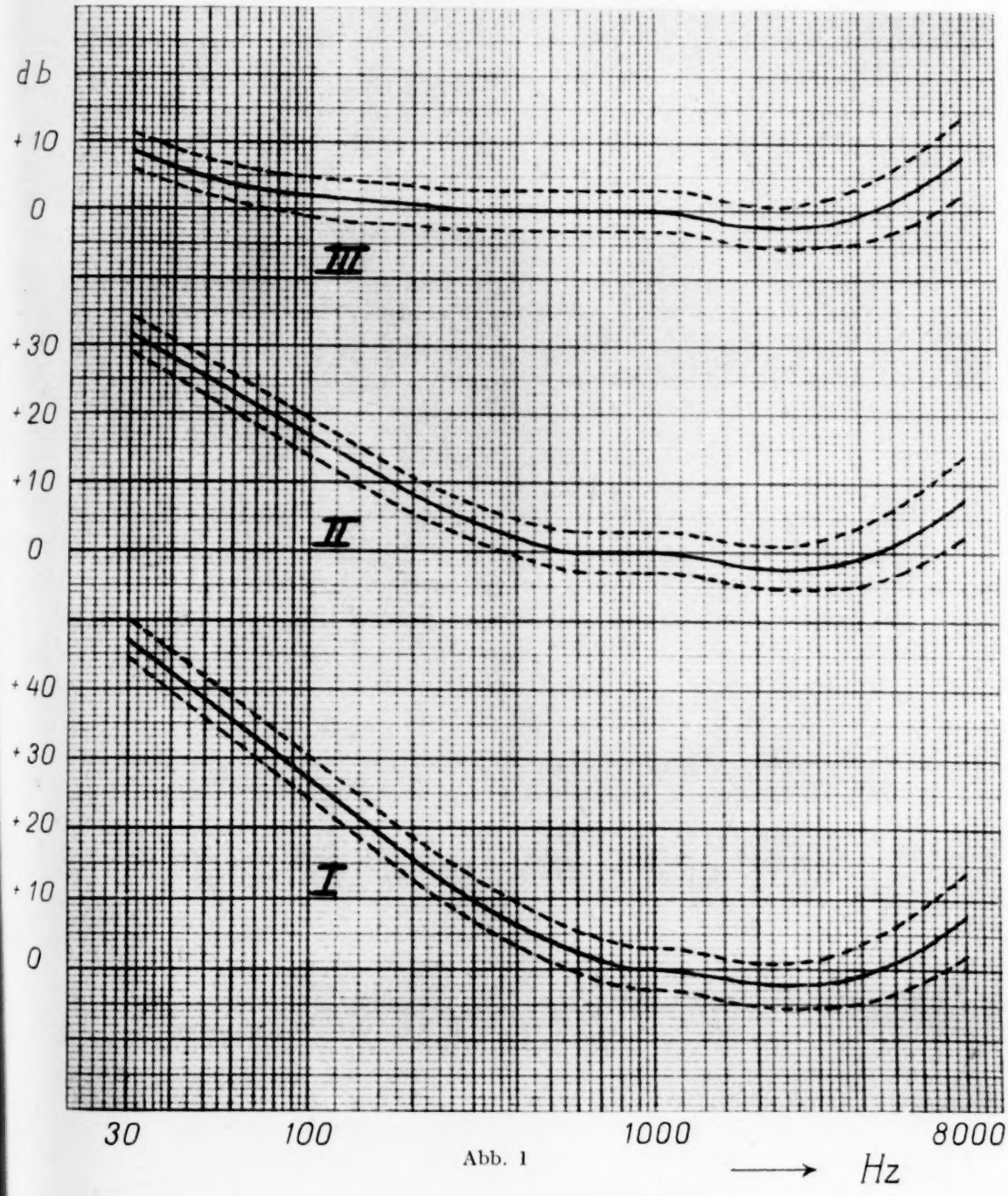

Abb. 1